

PHYSIKALISCHE BERICHTE

Herausgegeben vom

VERBAND DEUTSCHER PHYSIKALISCHER
GESELLSCHAFTEN E. V.

unter der Redaktion

von H. EBERT und M. SCHÖN†

Wissenschaftlicher Beirat:

J. BARTELS, W. GENTNER, P. GÖRLICH, D. HAHN,
F. HUND, H. MOSER, M. PFLÜCKE, R. W. POHL,
B. RAJEWSKY, R. ROMPE, F. TRENDELENBURG,
R. VIEWEG, K. WOLF



AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

PROFESSOR DR.
MICHAEL SCHÖN †

Erschüttert haben wir Kenntnis genommen, daß am 24. September 1960 unser lieber Kollege im 58. Lebensjahr verstorben ist.

Noch vor wenigen Wochen waren wir gemeinsam zur internationalen Halbleiterkonferenz in Prag, auf der ihm als besondere Anerkennung seiner Verdienste der Vorsitz in seiner Fachrichtung übertragen wurde. Es ist für uns unfaßbar, daß die mit ihm geführten Gespräche und gemeinsamen Pläne so jäh unterbrochen wurden.

Michael Schön war eine Persönlichkeit voller Vitalität; seiner Umwelt aufs engste verbunden, seine Freunde und Schüler umsorgend, uneigennützig sich selbst gegenüber, war er ein besonders liebenswärter Mensch. Er hatte nur Freunde. Das führte dazu, daß sein Haus geselliger Mittelpunkt wurde. Man hörte ihm im persönlichen Gespräch wie in wissenschaftlichen Diskussionen mit Freude zu. Aber auch er konnte aufmerksam zuhören. Ein Gespräch mit dem geistreichen Plauderer war immer ein Gewinn.

Die Interessen des Verstorbenen waren so vielseitig, daß es kaum ein Thema gab, über das man sich nicht mit ihm angeregt unterhalten konnte. Sein Leben jedoch war geprägt von der Beschäftigung mit den Naturwissenschaften, seine Liebe gehörte der Festkörperphysik und im besonderen der Lumineszenz der Kristallphosphore. Er war von allen Fachkollegen hochgeachteter Forscher, eine besonders große Zahl von Einladungen aus dem In- und Ausland zu Vorträgen und zu wissenschaftlicher Zusammenarbeit geben Zeugnis davon. Seine wissenschaftlichen Vorträge genossen ein hohes Interesse und waren besonders lebendig, weil sie stets unvorbereitet und improvisiert wirkten.

Michael Schön ist Schüler von Arnold Sommerfeld. Er verbrachte die ersten Berufsjahre als Assistent im Institut für theoretische Physik der Universität München. Die Wurzeln seiner Erfolge auf dem Gebiet der Festkörperphysik liegen in Berlin. Gemeinsam mit Friedrich Möglich und Robert Rompe arbeitete er in der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung. Zusammen mit Riehl veröffentlichte er 1939 die grundlegende Arbeit zur Einführung des Bändermodells in die Physik der Kristallphosphore. Seitdem ist sein Name mit diesem Bändermodell und den sich daraus gebenden Problemen verknüpft. Eine Vielzahl weiterer Arbeiten auf diesem Gebiet beweist die breite Anwendbarkeit des vorgeschlagenen Modells. Einen großen Teil seiner weiteren Arbeiten widmete er der Kinetik der Festkörperprozesse, insbesondere dem Abklingmechanismus der Lumineszenz. Große Bedeutung hat auch die Schön-Lasansche Theorie der Zweibanden-Phosphore, vor allem für den ZnS-Typ. Die letzten Arbeiten betreffen u. a. die Bestimmung der Lage der Haftstellenterme durch spezielle magnetische Untersuchungen. Auch für die technische Anwendung der Lumineszenz hat Schön reges Interesse gezeigt. Bereits zu praktischer Reife wurde ein Strahlendosimeter gebracht, das auf der thermischen Ausleuchtung eines Calciumfluorid-Phosphors beruht.

Die Physikalischen Berichte verlieren durch den plötzlichen Tod einen langjährigen Redakteur und verdienstvollen Mitarbeiter.

Sein unerwarteter Tod setzte den laufenden und den geplanten Arbeiten ein jähes Ende. Die Kollegen, die ihn kennen, werden ihn in würdiger Erinnerung behalten, seine Freunde werden lange um ihn trauern und ihn niemals vergessen können; in ihnen und den Arbeiten seiner Freunde wird er weiterleben.

PHYSIKALISCHE BERICHTE

Herausgegeben vom Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften e. V.

unter der Redaktion von H. Ebert und M. Schön

Band 39

November 1960

Heft 11

0. Allgemeines

11-1 **K. Bögel.** *Sind die Naturvorgänge stetig und differenzierbar?* III. Internat. Koll. Hochsch. Elektrotech. Ilmenau 1958, S. 11—15. (Ilmenau.) H. Ebert.

11-2 **W. Schmatz.** *Mensch und Waage.* Phys. Bl. **16**, 281—285, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Braunschweig.)

11-3 **Max von Laue.** *Mein physikalischer Werdegang.* Phys. Bl. **16**, 260—266, 1960, Nr. 5. (Mai.) Beggerow.

11-4 **I. S. Bowen.** *John A. Anderson, Astronomer and Physicist.* Science **131**, 649—650, 1960, Nr. 3401. (4. März.) (Pasadena, Calif., Mount Wilson and Palomar Obs.) V. Weidemann.

11-5 **Ernst Brüche.** *Abschied von Max von Laue.* Phys. Bl. **16**, 257—258, 1960, Nr. 5. (Mai.) Beggerow.

11-6 **F. W. Gundlach.** *Geheimrat Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. E. h. Jonathan Zenneck†.* V. D. I.-Z. **101**, 1301—1303, 1959, Nr. 28. (1. Okt.) (Berlin.) Schön.

11-7 **W. Walcher.** *Hans Kopfermann 65 Jahre.* Phys. Bl. **16**, 288—289, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Marburg.) Beggerow.

11-8 **F. Eisenkolb.** *Prof. Dr. phil. F. Sauerwald zum 65. Geburtstag.* Z. phys. Chem. **211**, 125—128, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) Schön.

11-9 **I. N. Stranski.** *Rudolf Suhrmann zu seinem 65. Geburtstage am 9. 3. 1960.* Z. Elektrochem. **64**, 341—342, 1960, Nr. 3. (15. Apr.)

11-10 **Kurt Neumann.** *Max Volmer 75 Jahre.* Phys. Bl. **16**, 288, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Gießen.) Beggerow.

11-11 **O. Glemser.** *Zur Entwicklung der Chemie bei höheren Temperaturen. Hans von Wartenberg zum 80. Geburtstag.* Angew. Chem. **72**, 179—182, 1960, Nr. 6. (21. März.) H. Ebert.

11-12 **Günther Bock.** *Hugo Junkers zur 100. Wiederkehr des Geburtstages.* V. D. I.-Z. **01**, 113—116, 1959, Nr. 4. (1. Febr.) (Darmstadt.)

11-13 **C. Keller.** *Zum 100. Geburtstag von Aurel Stodola am 10. Mai 1959.* V. D. I.-Z. **01**, 558—560, 1959, Nr. 14. (11. Mai.) (Zürich.)

11-14 **W. E. Knowles Middleton.** *Frederic Ives Medalist for 1959.* J. opt. Soc. Amer. **50**, 3—96, 1960, Nr. 2. (Febr.)

11-15 **W. E. Knowles Middleton.** *Random reflections on the history of atmospheric optics.* J. opt. Soc. Amer. **50**, 97—100, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ottawa, Ont., Can., Nat. Res. Coun.) Schön.

11-16 **Paul Gohlke.** *Mathematische Physik bei Aristoteles.* Praxis Math. **1**, 212—214, 1959, Nr. 8. (15. Nov.) (Minden.) E. Saur.

11-17 **Otto Blohm.** *Die Erfindung der Infrarot-Telegraphie und Infrarot-Peilung.* V. D. I.-Z. **101**, 62, 1959, Nr. 2. (11. Jan.) Schön.

11-18 **N. Forbat.** *Das Laboratorium für analytische Mechanik der Faculté Polytechnique de Mons.* III. Internat. Koll. Hochsch. Elektrotech. Ilmenau 1958, S. 32—36. (Mons, Belg., Fac. Polytech.) H. Ebert.

11-19 **W. Schütz** und **B. Kockel.** *Physikertagung in Leipzig im April 1960.* Phys. Bl. **16**, 290, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Jena, Berlin.)

11-20 *59. Hauptversammlung der Deutschen Bunsen-Gesellschaft für physikalische Chemie e. V. vom 26. bis 29. Mai 1960 in Bonn.* Z. Elektrochem. **64**, 343—346, 1960. Nr. 3. (15. Apr.) Beggerow.

11-21 **W. W. Brandt.** *Informal gas chromatography symposium.* Analyt. Chem. **32**, 339—340, 1960, Nr. 3. (März.) (Lafayette, Indiana, Purdue Univ., Dep. Chem.) H. Ebert.

11-22 *Australian Atomic Energy Symposium 1958, Sydney 2.—6. Juni.* Proceedings, published by Melbourne Univ. Press. 1958, S. 1—788. V. Weidemann.

I. Mathematik

11-23 **K. C. Sharma.** *Infinite integrals involving E-function and Bessel function.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) **25**, 337—339, 1959, Nr. 6. (26. Nov.) (Udaipur, M. B. Coll.) V. Weidemann.

11-24 **W. Quade** und **U. Stille.** *Winkel.* Phys. Bl. **16**, 285—287, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Braunschweig.) Beggerow.

11-25 **Hrishikes Sen.** *On the geometry at a point of a sub-space of a Riemannian space.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) **25**, 356—363, 1959, Nr. 6. (26. Nov.) (Calcutta, Univ., Dep. Pure Math.)

11-26 **H. C. Torng.** *Second-order non-linear difference equations containing small parameters.* J. Franklin Inst. **269**, 97—104, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., School Elect. Engng.) V. Weidemann.

11-27 **R. F. Broom** und **O. Simpson.** *Relaxation times in lead films, superconductive storage elements.* Brit. J. appl. Phys. **11**, 78—80, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Baldock, Herts., Serv. Electron. Res. Lab.) Von entscheidender Bedeutung für die Brauchbarkeit von supraleitenden Schaltelementen ist die Geschwindigkeit, mit der die Supraleitung aufgehoben werden kann. Vff. untersuchen aus diesem Grund die Eigenschaften der CROW-Elemente (1957) und finden für Pb-Schichten, die auf geeignete Unterlagen kondensiert wurden, Schaltzeiten von bis zu 50 μ s. Rühl.

11-28 **James W. Crowe.** *Trapped flux superconducting memory.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 238—241. (Kingston, N. Y. Intern. Bus. Mach. Corp.) Die beschriebene supraleitende Gedächtniszelle hat eine Schaltzeit von rund 10^{-8} s, benötigt nur 150 mA Treiberstrom und ist noch bis zu 10 MHz verwendbar. Das bei Ferritelementen störende Deltarauschen entfällt hier vollständig. Die Haltbarkeit sollte unbegrenzt sein. Rühl.

11-29 **M. J. Buckingham.** *The persistatron: a superconducting memory and switching element for computers.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 229—232. (Durham, North Car., Duke Univ.)

11-30 **E. C. Crittenden jr.** *A computer memory element employing superconducting persistent currents.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 232—234. (Los Angeles, Calif., Ramo-Wooldridge Corp.) Rühl.

11-31 **Bernhard Hoehl.** *Elektronische Analogrechnungen.* V. D. I.-Z. **101**, 1020—1024, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Konstanz.) Schön.

11-32 **Hans Schuchardt.** *Das Nachbilden von Gleichungen mit dem Analogrechner.* V.D.I.-Z. **101**, 1053—1063, 1959, Nr. 22. (1. Aug.) (Frankfurt/Main.)

11-33 **Hans Schuchardt.** *Die Behandlung von Nichtlinearitäten mit dem Analogrechner.* V.D.I.-Z. **101**, 1305—1312, 1959, Nr. 28. (1. Okt.) (Frankfurt/Main.) SchöN.

11-34 **A. A. Maslov and Yu G. Purlov.** *Universal functional generator based on principle of quadratic approximation.* Automat. Telemech., Moskau **21**, 237—244, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) V. Weidemann.

11-35 **Theodor Fromme.** *Programmgesteuerte Digitalrechenanlagen.* V.D.I.-Z. **101**, 1017—1020, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Bad Hersfeld.) SchöN.

11-36 **L. Kozma.** *The new digital computer of the Polytechnical University Budapest.* Period. Polyt. (Elect. Engng), Budapest **3**, 321—343, 1959, Nr. 4. (Budapest, Polytech. Univ., Inst. Telecomm.) V. Weidemann.

II. Astronomie und Astrophysik

11-37 **F. Saiedy and R. M. Goody.** *The solar emission intensity at 11 μ .* Mon. Not. R. astr. Soc. **119**, 213—222, 1959, Nr. 3. (London, Imp. Coll., Dep. Meteorol.) Die Strahlungsintensität der Sonne wird in einem atmosphärischen Fenster bei $11,10\mu$ bestimmt. Das Gebiet ist frei von FRAUNHOFER-Linien, zeigt aber eine kontinuierliche atmosphärische Absorption, die dem LAMBERTSchen Gesetz gehorcht, so daß zuverlässig auf Luftmasse Null reduziert werden kann. Die Strahlung wird nach Abschwächung durch einen rotierenden Sektor bei einer Spektrographenspaltbreite von $0,031\mu$ mit einer GOLAY-Zelle gemessen und mit jener eines schwarzen Körpers der Temperatur 1300°K verglichen. Die gefundene Strahlungsintensität entspricht der Temperatur eines schwarzen Körpers von $T_{\Theta}(11,10\mu) = 5036 \pm 30^{\circ}\text{K}$. Bruzek.

11-38 **W. C. Erickson.** *Radio emission in the outer corona.* Phys. Rev. Letters **3**, 365 bis 367, 1959, Nr. 8. (15. Okt.) (San Diego, Calif., Convair Sci. Res. Lab.) Von Mai bis Juli 1959 wurden in San Diego Transitbeobachtungen an der Sonne bei 26,3 MHz durchgeführt. Die fächerförmige Antenne hatte eine Keulenbreite von $4,5^{\circ}$ Ost-West und 30° Nord-Süd. Die (provisorischen) Meßergebnisse weisen eine Streuung bis zur Differenz von vier Sonnenradien in der Transitzeit auf. Offenbar wandern Korona-Aktivitätszentren mit der Sonnenrotation über die Scheibe, deren Intensitäten während des Sonnenfleckemaximums die über die Scheibe integrierte Intensität der ruhigen Korona um ein Vielfaches übertreffen können. Hunger.

11-39 **J. A. Roberts.** *Solar radio bursts of spectral type II.* Aust. J. Phys. **12**, 327—356, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Chippendale, N. S. W., C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) An Hand von 65 bursts vom spektralen Typ II werden seine Eigenschaften untersucht. Etwa die Hälfte der bursts zeigen harmonische Struktur und etwa ebenfalls die Hälfte sind aus Ereignissen des spektralen Typs III und des Typs II zusammengesetzt. Es tritt fast immer eine Verdoppelung der Bänder auf, und zwar der fundamentalen wie der zweiten harmonischen. Es werden statistische Übersichten gebracht über die Häufigkeit der bursts, ihren Frequenzbereich, den Grad des Frequenz-Drifts und das harmonische Verhältnis. Manche bursts vom Typ II stellten sich während des Maximums einer chromosphärischen Eruption oder nachher ein. Mainka.

11-40 **C. A. Shain and C. S. Higgins.** *Location of the sources of 19 Mc/s solar bursts.* Aust. J. Phys. **12**, 357—368, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Chippendale, N. S. W., C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Durch Verwendung großer Spiegel wurden die Quellen von bursts der Sonne bei der Frequenz von 19 MHz lokalisiert. Die Radio-Positionen dieser Quellen wurden mit den Positionen der entsprechenden optisch aktiven Quellen verglichen. Aus diesem Vergleich wurden die radialen Entfernung der Radioquellen vom Zentrum der Sonne bestimmt. Es wurden bursts bei 18,3 MHz in den Jahren 1950—1951 beobachtet

und die radiale Entfernung der entsprechenden Radioquellen zu $3,4 R_{\odot}$ veranschlagt. Verlässlichere Daten aus dem Jahre 1957 ergaben für die Quellen von 19,7 MHz-bursts eine radiale Entfernung von $2,9 R_{\odot}$. Mainka.

11-41 J. P. Wild, K. V. Sheridan and A. A. Neylan. *An investigation of the speed of the solar disturbances responsible for type III radio bursts.* Aust. J. Phys. **12**, 369-398, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Chippendale, N. S. W., C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Es wird untersucht, ob die Radio bursts der Sonne vom spektralen Typ III durch Störungen verursacht werden, die mit einer Geschwindigkeit die Korona durchreihen, die größer ist als $0,1 c$. Dazu wurden Positionsmessungen bei mehreren Frequenzen zwischen 40 und 70 MHz angestellt, wobei ein „swept-frequency“ Interferometer zur Benutzung kam. Es zeigten sich Geschwindigkeiten der Typ III-Störungen zwischen $0,2 c$ und $0,8 c$ bei einer mittleren Geschwindigkeit von $0,45 c$. Die hohen Geschwindigkeiten werden dahingehend interpretiert, daß relativistische Elektronen mit Energien $\gtrsim 2$ MeV den magnetischen Linien in Spiralbahnen entlang eilen. Dabei wird angenommen, daß dieser Elektronenstrom das umgebende Gas der Korona zu Plasmaschwingungen anregt. Mainka.

11-42 A. A. Neylan. *An association between solar radio bursts at metre and centimetre wavelengths.* Aust. J. Phys. **12**, 399-403, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Chippendale, N. S. W., C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Auf Grund einer Untersuchung von gleichzeitigen Meter- und Zentimeter-Radio-bursts der Sonne zeigt es sich, daß die Ereignisse vom Typ III, die mit Zentimeter-bursts zusammenfallen, von einer besonderen Form von Breitband-Emission begleitet sind. Dieser letztere Burst, als Typ V klassifiziert, wird hauptsächlich unterhalb 150 MHz auf Radio-Spektrum-Registrierstreifen beobachtet, wo er etwa 1 min dauert. Es wird vermutet, daß der Typ V-burst auf Synchrotronstrahlung zurückzuführen ist. Weiter wird angenommen, daß Teilchen hoher Energie, die ihre Quelle in einer chromosphärischen Eruption haben, die Ursache sowohl für die Zentimeter-bursts in oder nahe der Chromosphäre als auch für die Typ V-bursts in großen Höhen der Korona sind. Mainka.

11-43 D. J. McLean. *Solar radio emission of spectral type IV and its association with geomagnetic storms.* Aust. J. Phys. **12**, 404-417, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Chippendale, N. S. W., C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Ein neues Radio-Ereignis der Sonne, der Typ IV-Sturm, zuerst beschrieben von BOISCHOT, ist auf Dapto-Radio-Spektrum-Registrierungen identifiziert worden. Dieser Typ IV-Burst unterscheidet sich von Typ I-bursts durch sein Spektrum, sein gemeinsames Auftreten mit Typ II-bursts und das begleitende Auftreten von geomagnetischen Stürmen. Es erscheint als möglich, die Ursache der Typ IV-Emission und die begleitenden Phänomene mit Hilfe einer einzelnen Gaswolke zu erklären, die durch die Sonnenkorona wandert. Mainka.

11-44 E. V. Ryazanov. *Exact solutions for the propagation of explosion waves in a gravitating gas with zero temperature gradient.* Soviet Phys.-Doklady **4**, 537-540, 1959, Nr. 3. (Dez.) (Engl. Übers. aus: Proc. Acad. Sci. SSSR **126**, 955, 1959, Nr. 5.) Es wurden schon die Gleichungen angeschrieben für die adiabatischen Bewegungen eines Gases in Sternen. Hier werden exakte Lösungen gebracht, wenn kein Temperaturgradient vorhanden ist. Es wird ein gewöhnliches System von partiellen Differentialgleichungen behandelt, um diese sogenannte homothermale Bewegung eines vollkommenen Gases zu beschreiben. Dabei wird ω benutzt, um die Abnahme der Dichte mit dem Abstand vom Mittelpunkt anzugeben ($\rho_1(r) = Ar^{-\omega}$). Es wird außerdem angenommen, daß eine Stoßwelle zur Zeit $t = 0$ vom Mittelpunkt ausgeht. Dann wird noch die Energie E angeschrieben, welche die vorhandene in ruhendem Gas übertrifft. So etwa für $\omega = 5/2$ und dem Verhältnis der spezifischen Wärmen $\gamma = 4/3$, auch unter der Annahme einer Explosion im Mittelpunkt. Für $\omega \neq 5/2$ erhält man keine Energieumsetzung beim Start. Für $\omega \neq 2$ und $\omega \neq 5/2$ wird ebenfalls die Energie angeschrieben. Für $\omega < 5/2$ erhält man für $\gamma = 2$ $(8\omega - 15)/3\omega$. Wenn $\omega = 2,4$ ist erhält man für $\gamma 7/6$. Hier ist das vollkommene Gas dynamisch unstabil. In diesem Fall bekommt man für die adiabatischen und homothermale Bewegung dasselbe. Wenn $\omega > 5/2$ bekommt man für $\gamma \simeq 1,55$ und $\omega \simeq 2,65$, so daß eine Störung in unstabilem Gas möglich ist. Staab.

11-45 C. M. Wade. *The extended component of Centaurus A.* Aust. J. Phys. **12**, 471—476, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Chippendale, N. S. W., C. S. I. R. O., Div. Radiophys.) Die ausgedehnte Komponente der Radioquelle Centaurus A wird untersucht und es zeigt sich, daß sie aus zwei Teilen besteht. Die besondere Galaxis NGC 5128 liegt zwischen diesen beiden Teilen. Ein Vergleich der ausgedehnten Komponente mit der Radioquelle Cyg A zeigt gleiche geometrische Ausmaße der Radioquellen. Die Intensität von Cyg A ist allerdings $3 \cdot 10^4$ mal stärker. **Mainka.**

11-46 E. Lange. *Zur IUPAP-SUN-Definition von Stoffmenge und Mol.* Z. phys. Chem. **210**, 284—287, 1959, Nr. 5/6. (Mai.) Berichtigung ebenda **212**, 122, Nr. 1/2. (Okt.) (Erlangen, Univ., Inst. Phys. Chem.) **Schön.**

III. Physik (Allgemeines)

11-47 Union Internationale de Chimie Pure et Appliquée, Section de Chimie Inorganique. Nomenclature de Chimie Minérale, règles définitives de nomenclature de chimie minérale. Bull. Soc. Chim. Fr. 1960, S. 575—591, Nr. 4. (Apr.) **Beggerow.**

11-48 J. A. Carroll. *An absolute scale of time.* Nature, Lond. **184**, 260—261, 1959, Nr. 4682. (25. Juli.) (London, Admiralty.) Durch Zählung der einzelnen Zerfallsakte an zwei radioaktiven Substanzen mit verschiedener Halbwertszeit und Vergleich der relativen Änderung der Zählraten in fortlaufenden Intervallen kann man im Prinzip zu einer von den Substanzen unabhängigen, absoluten Zeitskala gelangen. Einige Konsequenzen dieser Tatsache werden erörtert. **Niehrs.**

11-49 Kurt Ulmer. *New method for the evaluation of h/e from the quantum limit of the continuous X-ray spectrum.* Phys. Rev. Letters **3**, 514—516, 1959, Nr. 11. (1. Dez.) (Karlsruhe, T. H., Phys. Inst.) Überlegungen und Meßergebnisse zur vereinfachten Bestimmung von h/e aus der Grenzwellenlänge des Bremsspektrums einer Röntgenröhre mit Wolframkathode mit Hilfe eines Monochromators werden mitgeteilt und mit den bisherigen Werten verglichen. **W. Hübner.**

11-50 Rudolf Nöch. *Zur Begriffsbestimmung des „Fehlers“ in der Meßtechnik.* V.D.I.-Z. **101**, 1090, 1959, Nr. 23. (11. Aug.) (Braunschweig.) **Schön.**

11-51 Walter Böhme. *Abklingfunktion und Sättigungsfunktion.* Praxis Math. **1**, 15—17, 1959, Nr. 1. (15. Apr.) (Essen.)

11-52 Luise Peter und Walrad Peter. *Nomogramm zur Gasvolumreduktion.* Praxis Math. **1**, 17—19, 1959, Nr. 1. (15. Apr.) (Recklinghausen.)

11-53 Rainer Draaf. *Die Raketenflüge als Thema des Oberstufen-Unterrichts.* Praxis Math. **1**, 33—37, 1959, Nr. 2. (15. Mai.) (Köln.) **E. Saur.**

11-54 K. G. Müller. *Hochfrequenter Störeffekt in einer Ionisationsmeßröhre. Stellungnahme zu der gleichlautenden Mitteilung von P. Opitz, F. Schneider und B. Vosicki.* Vakuum-Tech. **9**, 13—14, 1960, Nr. 1. (Febr.) (Hanau, W. C. Heraeus GmbH.) Die von OPITZ u. a. (Ber. Nr. 5—85) beobachteten Störschwingungen an Ionisationsmanometer-Röhren nach BAYARD-ALPEERT, die zu einer falschen Druckanzeige führen, werden nicht der Meßröhre selbst, sondern der verwendeten Meßschaltung zugeschrieben. Als Beweis wird ein Diagramm angegeben, das die Abhängigkeit des Ionenstromes vom Emissionsstrom zeigt. Die Kurve ist praktisch linear. **Bächler.**

11-55 Richard Roosen. *Einstufige Hochdruckschleuderpumpen.* V.D.I.-Z. **101**, 63—67, 1959, Nr. 2. (11. Jan.) (Kassel.)

11-56 H. Tabor. *Radiation, convection and conduction coefficients in solar collectors.* Bull. Res. Coun. Isr. **6 C**, 155—176, 1958, Nr. 3. (Aug.) (Jerusalem, Nat. Phys. Lab.) **Schön.**

11-57 F. X. Eder. *Der Wirkungsgrad von Helium-Expansionsmaschinen.* Kältetechnik **11**, 254-257, 1959, Nr. 8. (Aug.) (Berlin.) Der Wirkungsgrad einer Heliumverflüssigungsanlage wird durch die Güte der Expansionsmaschine, deren Wirkungsgrad wegen der guten Wärmeübertragung zwischen Heliumgas und Zylinderwand meist nicht höher als bei etwa 70% liegt, entscheidend beeinflußt. Vf. untersucht den Temperaturverlauf in der Zylinderwand und die Wärmeverluste und gibt Hinweise für den Bau wirksamer Expansionsmaschinen sowie deren Leistungsmessung. Wesentlich sind kleine spezifische Wärme und eine schlechte Wärmeleitfähigkeit der Zylinder- und Kolbenwerkstoffe sowie kurze Expansionsdauer. Rühl.

11-58 R. Plank. *Kälteanlagen für Temperaturen bis -100° C.* Technik, Berl. **14**, 499 bis 502, 1959, Nr. 7. (Juli.) (Karlsruhe.) Zusammenfassender Bericht über drei verschiedene Grundtypen, ihre Arbeitsweise und das Anwendungsgebiet. Rühl.

11-59 F. G. Brickwedde. *The thermodynamic theory of a liquid nitrogen generator using an external refrigerator-liquefier.* Z. phys. Chem. (NF) **16**, 171-182, 1958, Nr. 3/6. (Juni.) (University Park, Penn., Pennsylvania State Univ.) Theoretische Betrachtung der thermodynamischen Verhältnisse in einer N_2 -Verflüssigungsanlage nach KÖHLER und VAN DER STER. Rühl.

11-60 J. E. Zimmerman, A. Arrott and J. Skalyo. *On the use of mica condensers as thermal shunts in cryogenic apparatus.* Rev. sci. Instrum. **29**, 1148-1149, 1958, Nr. 12. (Dez.) (Dearborn, Mich. Ford Motor Co., Sci. Lab.) Die thermische Ankopplung z. B. einer kleinen Probe oder eines Kohlewiderstandes erfolgt über Glimmerpreßkondensatoren. Trotz sehr guter elektrischer Isolation ist bei dieser Anordnung die Wärmeleitfähigkeit außerordentlich groß. Rühl.

11-61 H. A. Reich and R. L. Garwin. *Simple continuous He^3 refrigeration system.* Rev. sci-Instrum. **30**, 7-9, 1959, Nr. 1. (Jan.) (New York, N. Y., Columbia Univ., IBM Watson Lab.) Eine einfache, kontinuierlich arbeitende Anlage zur Erreichung von Temperaturen zwischen 0,5 und 1,2°K wird beschrieben. 80 cm³ He^3 -Gas werden durch He^4 auf 1,2°K abgekühlt, kondensiert und dem Verdampferraum zugeleitet, von wo der Dampf durch eine im geschlossenen Kreislauf liegende Vakuumpumpe abgepumpt und auf etwa 15 Torr komprimiert dem Kondensator wieder zugeführt werden kann. Auf viele Einzelheiten der Konstruktion wird hingewiesen. Rühl.

11-62 D. K. C. MacDonald, E. Mooser, W. B. Pearson, I. M. Templeton and S. B. Woods. *On the possibility of thermoelectric refrigeration at very low temperatures.* Phil. Mag. (8) **4**, 433-446, 1959, Nr. 40. (Apr.) (Ottawa, Nat. Res. Council, Div. Pure Phys.) Theoretisch und experimentell wird die Möglichkeit thermoelektrischer Kälteerzeugung bei sehr tiefen Temperaturen speziell im Hinblick auf Anwendungsmöglichkeiten unterhalb 1°K untersucht. Die hierfür durchgeführten Messungen der absoluten Thermokraft, der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit an Halbleiterverbindungen (InTe, n-Bi₂Te₃, p-Bi₂Te₃ und n-Bi₂Se₃) im Temperaturbereich zwischen 1 und 20°K zeigen, daß für das Problem bei tiefen Temperaturen nur reine Metalle, wie Ag, Au oder Pt in Frage kommen. Gerade bei Au ist nach Untersuchungen der Vff. bis herab zu 0,1°K eine starke Abweichung vom theoretisch erwarteten Verhalten zu beobachten. Bei 1°K beträgt z. B. die absolute Thermokraft -5,5 μ V/grd für eine Probe mit $R_{4,2}/R_{295^{\circ}K} = 3,2 \cdot 10^{-3}$ gegenüber dem theoretisch ableitbaren Wert von ca. $1 \cdot 10^{-8}$ V/grd. Mit zunehmender Reinheit erhöht sich die Thermokraft. Ziel weiterer Untersuchungen wird es sein, die Reinheit der Proben weiter zu steigern, um noch höhere Thermokraft und noch höhere Leitfähigkeit, die auch noch bei 1°K nur durch thermische Prozesse bedingt sein soll, zu erhalten. Es steht zu erwarten, daß die LORENZ-Zahl dann weit unter den durch Verunreinigungen bedingten Grenzwert von $2,5 \cdot 10^{-8}$ V/grd² gesenkt werden kann. Rühl.

11-63 F. D. Manchester. *A cryostat for measuring specific heats between 1 and 4.2°K using a mechanical thermal switch.* Canad. J. Phys. **37**, 989-1001, 1959, Nr. 9. (Sept.) (Ottawa, Nat. Res. Coun., Div. Pure Phys.) Der Wärmekontakt zwischen der an Nylonfäden im Hochvakuum aufgehängten Probe und dem Heliumbad erfolgt über einen

mechanischen Wärmeschalter. Dieser besteht aus zwei mit Indium belegten Cu-Backen, die mit Cu-Litze am He-Bad thermisch angekoppelt sind und die durch eine lange, von außen verschiebbare Stange über einen sinnvollen Gelenkmechanismus gegen einen mit der Probe verbundenen Stab gepreßt werden können. Das Wärmeleitvermögen dieses Schalters wird in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 1,2 und 70°K bestimmt. Messungen der spezifischen Wärme von Cu und einer Cu/Ni-Legierung bestätigen die gute Brauchbarkeit der Anordnung. Rühl.

11-64 A. R. Miedema, H. Postma, N. J. van der Vlugt and M. J. Steenland. *Some experiments on heat transfer below 1°K.* Physica 25, 509-520, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Leiden, Kamerlingh Onnes Lab.) Als Kühlsubstanz für die adiabatische Entmagnetisierung verwenden Vff. eine Lösung von $7,5 \cdot 10^{-4}$ mol/cm³ $(\text{Cr}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ in Propylalkohol. Der große Vorteil dabei ist, daß die Cu-Drähte, über die die Wärme von der Probe zum Kühlmittel geleitet werden soll, in sehr guten Wärmekontakt mit der glasartig erstarrenden Lösung gebracht werden können. Ausgehend von 1°K können so leicht Temperaturen bis herab zu ca. 0,01°K erreicht werden. Rühl.

11-65 G. Seidel and P. H. Keesom. *Apparatus for measuring specific heat down to 4°K using a bath of He^3 .* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 218-220. (Lafayette, Indiana, Purdue Univ.) Mit etwa 4 cm³ flüssigem He^3 können bei der beschriebenen Anordnung rund 50 h lang Temperaturen zwischen 0,44 und 1°K gehalten werden. Rühl.

11-66 C. D. Fulton, C. F. Hwang, W. M. Fairbank and M. M. Vilas. *Helium thermal rectifiers for magnetic cooling.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 221-223. (Durham, Noth Car., Duke Univ.) Ausgenutzt wird die sehr starke Herabsetzung der Wärmeleitfähigkeit von He II durch Zugabe von nur kleinen Mengen He^3 bei Verwendung eines geeigneten Behälters. Rühl.

11-67 Joel E. Gordon and H. B. Silsbee. *A two-stage cyclic magnetic refrigerator.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 223-226. (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys.) Diskutiert werden im wesentlichen die Unterschiede in der Wirksamkeit rein mechanischer und supraleitender Wärmeschalter. Rühl.

11-68 W. Meissner, F. F. Schmeissner and W. Wiedemann. *An improved helium liquefier with liquid-air precooling and expansion engine.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 226-229. (Herrsching/Ammerssee, Bav, Acad. Sci., Low Temperature Inst.) Beschreibung des verbesserten MEISSNER-Verflüssigers. (He-Eingangsdruck 30 at, Anlaufzeit 45 min, Bedarf an flüssiger Luft 1,7 l/h, Verflüssigungsrate 3 bis 3,5 l/h.) Rühl.

11-69 O. V. Lounasmaa. *Spontaneous vibrations of helium gas in a 0,3 mm tube at temperatures between 10 and 20°K.* Ann. Univ. Åbo. (turku.) Ser. A, I. (Astr. Chem. Phys. Math.) 1959, Nr. 39, S. 1-6 (Turku, Finland, Univ., Wihuri Phys. Lab.) Die Schwingungen des Heliumgases und die damit verbundene sehr störende Wärmezufuhr konnten durch Änderung der geometrischen Abmessungen des Rohres weitgehend aufgehoben werden. Rühl.

11-70 L. S. Stil'bans and N. A. Fedorovich. *The operation of refrigerating thermoelectric elements in nonstationary conditions.* Soviet Phys.-Tech. Phys. 3, 460-463, 1958, Nr. 3. (März.) (Engl. Übers. aus: J. tech. Phys. USSR 28, 489-492, 1958, Nr. 3.) (Leningrad, Inst. Semicond.) Bei thermoelektrischer Kälteerzeugung ist es in vielen Fällen, besonders bei nichtstationären Verhältnissen, wichtig, die Trägheit der Elemente zu berücksichtigen. Nach den hier durchgeföhrten Berechnungen hängt diese Trägheit quadratisch von den geometrischen Abmessungen ab. Ein ebenfalls vorhandener Einfluß der benutzten Stromstärke kann durch Anwendung von pulsierendem Strom mit einer Amplitude, die höher, als die für Gleichstrombetrieb optimale Stromstärke ist, reduziert und außerdem für kurze Zeitspannen der Kühlleffekt stark erhöht werden. Rühl.

11-71 Kurt Bach. *Kältetechnik.* V.D.I.-Z. **101**, 931—938, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Frankfurt/Main.) **Schön.**

11-72 Herbert Bock. *Theorie der Schaltungen von Kältdampfmaschinen.* Linde Ber. 1957, Nr. 1. (Aug.) S. 16—24. (Sürth b. Köln.)

11-73 P. L. Kapitsa. *The calculation of the helium liquefaction cycle with cascade engaging of the detanders.* Sh. tech. Fis. **29**, 427—432, 1959, Nr. 4. (Apr.) (Orig. russ.) **Rühl.**

11-74 A. R. Glasgow jr. and G. S. Ross. *Purification by fractional melting.* Tech. News Bull. nat. Bur. Stand. **42**, 4—5, 1958, Nr. 4. (Jan.) Es wird über ein Verfahren berichtet, das die Reinigung von Substanzen mittels eines fraktionierten Schnelzvorganges gestattet. Der optimalste so erhältliche Reinheitsgrad wird mit 99,95 Mol-% angegeben. Die Spezialapparatur wird näher beschrieben. **Kirchner.**

11-75 Shinzau Sôma and Yû Takeuchi. *A new type of thermal conductivity gas detector. I.* J. phys. Soc. Japan **15**, 333—336, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ibaraki, Univ., Fac. Liberal Arts.) Eine Variante der bekannten Verfahren zur Gasanalyse mittels Wärmeleitung. In die inneren Wandungen einer Röhre, die von dem zu untersuchenden Gas durchströmt wird, befinden sich, in die Wand eingelassen, zwei Kammern mit je einem Thermistor (Halbleiter mit starkem negativem Temperaturkoeffizienten). Beide Kammern sind gegen das Gas durch Membranen abgeschlossen, von denen die eine gasdurchlässig ist (Papier), die andere nicht. Differentialschaltung beider Thermistoren mit Transistorverstärkung. Grenze der Empfindlichkeit bei etwa 0,01% Wasserstoff in Luft. **Sewig.**

11-76 High-temperature chemical processing with electric furnaces. Chem. Process Engng **41**, 66—67, 75, 1960, Nr. 2. (Febr.) **H. Ebert.**

11-77 Gerhard Jentsch und Franz Schubert. *Linienschreiber in der Betriebsmeßtechnik.* Z. Instrum.-Kde **68**, 45—54, 1960, Nr. 3. (März.) (Karlsruhe.) Die betriebsmäßige Überwachung von Meßgrößen bei der Energieerzeugung und Übertragung, dem Ablauf von Arbeitsvorgängen in der Grundstoffindustrie, der Steuerung automatisierter Fertigungsprozesse und der Prüfung und Abnahme von Fertigfabrikaten erfordert den Einsatz von Linienschreibern, die den jeweiligen Betriebsverhältnissen individuell angepaßt sind. Für die Auswahl geeigneter Geräte sind die für die Betriebssicherheit entscheidende robuste Konstruktion und einfache Handhabung, eine hinreichende Genauigkeit, die leichte Auswertbarkeit der Meßergebnisse und die der Raumarchitektur moderner Meßwarten angepaßte äußere Form und Größe der Linienschreiber bestimmt. Vff. beschreiben die wesentlichen physikalischen Eigenschaften wie Frequenzgang, Dämpfung und Ablesegenauigkeit, die Meß- und Schreibverfahren, den Mechanismus der Meßwerke, Schreiborgane und Papierantriebe sowie die Bauformen der heutigen Schreiberkonstruktionen. Dabei wird der Entwicklungsgang von Geräten mit großen Frontflächen jedoch relativ kleinen nutzbaren Diagrammflächen zu kleinen Schreibern mit möglichst großer Flächennutzung und einfacher Bedienungstechnik besonders herausgestellt und den Betriebsingenieuren Gesichtspunkte für die Auswahl geeigneter Linienschreiber vermittelt. **Jentsch.**

11-78 K. Stange. *Statistische Methoden für den Verfahrens-Ingenieur.* Chem.-Ing. Tech. **32**, 143—154, 1960, Nr. 3. (März.) (Berlin-Charlottenburg, Tech. Univ., Inst. Angew. Statist. u. Wirtschaftsmath.) **H. Ebert.**

11-79 L. A. Telksnys. *Determination of second order moments of various coordinates of automatic control systems using electronic computers.* Automat. Telemech., Moskau **21**, 220—223, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

11-80 M. A. Aizerman, L. A. Gusev, L. I. Rozonoer, I. M. Smirnova and A. A. Tal. *Finite automata. I.* Automat. Telenmech., Moskau **21**, 224—236, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) **V. Weidemann.**

11-81 W. Kast und Th. Gast. *Stauscheibenregler zum Konstanthalten einer Durchflußmenge.* Chem.-Ing. Tech. (A) **31**, 796—798, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Walsum, Bergwerksges.

Lab. Staubphys., Meßtech.) Es wird ein Durchflußregler beschrieben, bei dem eine federnd abgestützte, scharfkantige Kreisscheibe sich in einem Rohr mit veränderlichem Querschnitt unter dem Einfluß des Strömungsdruckes so einstellt, daß sie einen gewünschten Druckverlust hervorruft, der in Rückwirkung auf das Gebläse den Durchfluß auf einem konstanten Wert hält. Eugen.

11-82 Kurt Sattelberg. *Kopplung von Stellantrieb und Stellglied bei Regelanlagen.* V.D.I.-Z. **101**, 245-247, 1959, Nr. 6. (21. Febr.) (Berlin.)

11-83 Erwin Samal. *Meß- und Regelgeräte für nichtelektrische Größen.* V.D.I.-Z. **101**, 954-960, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Heiligenhaus.) Schön.

11-84 Yu. P. Leonov and L. N. Lipatov. *Statistical methods of determining process dynamic characteristics with noises and analysis of random processes with infra-low frequencies.* Automat. Telemech., Moskau **21**, 180-190, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

11-85 K. A. Pupkov. *Analysis of accuracy of essentially non-linear control systems with the help of equivalent transfer function.* Automat. Telemech., Moskau **21**, 191-200, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.)

11-86 P. Szulkin. *The impulse transient function of time-varying linear systems.* Archiw. Automat. Teleniech., Warschau **5**, 35-43, 1960, Nr. 1. (Orig. poln. m. engl. Zfg.) V. Weidemann.

IV. Mathematische Physik

11-87 G. Domokos. *Simple non-localizable systems.* Acta. phys. hung. **11**, 81-86, 1960, Nr. 1. (Budapest, Gentr. Res. Inst. Phys.) Ein freier Oszillator mit nicht-lokalem Potential und ein Oszillator mit nicht-lokaler kinetischer und potentieller Energie werden untersucht und Lösungen der klassischen Bewegungsgleichungen für endliche Zeitintervalle angegeben. Uhlmann.

11-88 M. Renninger. *Messungen ohne Störung des Meßobjektes.* Z. Phys. **158**, 417-421, 1960, Nr. 4. (4. Apr.) (Marburg/Lahn, Univ., Kristallogr. Inst.) Mit Hilfe von Gedankenexperimenten wird auf die Möglichkeit von Messungen ohne Störung des Meßobjektes geschlossen. Dabei handelt es sich um die experimentelle Feststellung des Ausbleibens von mit bestimmter Wahrscheinlichkeit zu erwartenden Ereignissen. Vf. kritisiert die Deutung der Unschärferelationen als Resultat der Rückwirkung des Meßvorganges auf das Meßobjekt. Uhlmann.

11-89 Erich Kretschmann. *Grundriß eines Lorentz-invarianten Einbaus der Wellenmechanik in die klassische Elektronentheorie.* Wiss. Z. M.-Luther-Univ. Halle 8, 719 bis 726, 1959, Nr. 4/5. (Aug.) (Halle, Univ., II. Phys. Inst.) Vf. bemüht sich um den Einbau der Wellenmechanik in die klassische Elektronentheorie, wobei nur Wirkliches in streng kausaler Verknüpfung ohne quantenmechanische Wahrscheinlichkeiten dargestellt werden soll. Dabei werden die Elementarteilchen mit einer dualen Natur versehen, sie fungieren nämlich einmal als „Sender“ und andererseits als „Empfänger“, wobei sie als Sender den elektronentheoretischen und als Empfänger den wellenmechanischen Gesetzen gehorchen sollen. Die Träger dieser Eigenschaft, die sog. „Letztel“, werden mit einigen hypothetischen Merkmalen ausgestattet, auf welchen die durchgeführten Rechnungen basieren. Es ergibt sich, daß die wellenmechanische Form der Elektronentheorie genau denselben kausal bestimmten Charakter besitzt wie die klassische Elektronentheorie. Im Zusammenhang mit einer Theorie der Elementarteilchen werden einige Hypothesen aufgestellt. Schmutzner.

11-90 P. R. Ryason. *Proposed direct test of the uncertainty principle.* Phys. Rev. (2) **15**, 784-785, 1959, Nr. 4. (15. Aug.) (Richmond, Calif., California Res. Corp.) Es wird ein Experiment zur Prüfung der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \sim h$ vorgeschlagen. Uhlmann.

11-91 I. M. Bassett. *Towards a method for the accurate solution of the Schrödinger wave equation in many variables. I. Formulation of the method for an eigenvalue problem without symmetry conditions.* Aust. J. Phys. **12**, 430-440, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Melbourne, Univ., Chem. Dep.) Es wird ein neues — für Rechnungen mit elektronischen Rechenmaschinen geeignetes — Verfahren zur Lösung des Eigenwertproblems bei vielen Variablen angegeben. Die Eigenfunktion F wird als Summe $F(x, y, \dots, z) = \sum f_i(x) g_i(y) \dots h_i(z)$

angesetzt, wobei die Funktionen f_1, \dots selbst (im Gegensatz zum bekannten RAYLEIGH-RITZschen Verfahren, bei dem nur optimale Werte bestimmter Parameter berechnet werden) schrittweise bestimmt werden. Die entsprechenden Bestimmungsgleichungen für f_1, \dots werden für den Fall eines Eigenwertproblems mit realem symmetrischem Differentialoperator (bei Beschränkung auf den Grundzustand und Verzicht auf Symmetrieforderungen an die Eigenfunktion) im einzelnen hergeleitet. Sie entsprechen — unter gewissen Einschränkungen — jeweils einer Minimalbedingung. Das Problem der Konvergenz des Verfahrens wird diskutiert.

H. Paul.

11-92 I. M. Bassett. *Towards a method for the accurate solution of the Schrödinger wave equation in many variables. II. A simple numerical illustration.* Aust. J. Phys. **12**, 441 bis 448, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Melbourne, Univ., Chem. Dep.) Die in Teil I entwickelte Methode wird auf das Eigenwertproblem $(-\partial^2/\partial x^2 - \partial^2/\partial y^2 + 9xy) v(x, y, r) = \lambda v(x, y, r)$ (Randbedingung: Verschwinden von v auf dem Rand des Quadrates $0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1$) angewendet. Es wird eine numerische Berechnung des tiefsten Eigenwertes und der zugehörigen Eigenfunktion (die als viergliedrige Summe approximiert wird) durchgeführt. Das Verfahren liefert wesentlich genauere Resultate als das RAYLEIGH-RITZsche mit gleicher Gliederzahl.

H. Paul.

11-93 I. M. Bassett. *Towards a method for the accurate solution of the Schrödinger wave equation in many variables. III. Application of the general method to the wave equation without spatial symmetry.* Aust. J. Phys. **12**, 449-454, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Melbourne, Univ., Chem. Dep.) Der bisher nicht berücksichtigten Symmetrieforderung an die Eigenfunktionen (Antisymmetrie bezüglich gleichzeitiger Vertauschung von Orts- und Spinkoordinaten) wird nunmehr Rechnung getragen. Es wird das Problem der Bestimmung der tiefsten antisymmetrischen Eigenfunktion und der tiefsten antisymmetrischen Eigenfunktion vorgegebener Multiplicität nach der Methode des Teils I behandelt. Wie gezeigt wird, sind die Gleichungen zur Bestimmung der Funktionen einer Variablen, aus denen sich die Eigenfunktion aufbaut, wie in I — unter gewissen Einschränkungen — jeweils einer Minimalbedingung äquivalent.

H. Paul.

11-94 I. Fényes. *Über das Verhältnis des wellenmechanischen Energieniveauproblems zur klassischen Mechanik.* Acta phys. hung. **9**, 245-259, 1959, Nr. 3. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die mathematischen Zusammenhänge zwischen klassischer und Wellenmechanik und die zwischen ihnen bestehenden physikalischen Korrespondenzen werden untersucht. Es ergibt sich, daß der Grenzübergang $h \rightarrow 0$ nicht immer ohne weiteres auf das zugehörige klassische Problem führt: Die h -Abhängigkeit der für diesen Grenzübergang zuständigen Größen ist an der Stelle $h = 0$ wesentlich singulär. Das Problem der klassischen Näherungen wird eingehend betrachtet.

Uhlmann.

11-95 Gy. Fáy, I. Fényes und R. Törös. *Über die quantenmechanisch möglichen physikalischen Zustände.* Acta phys. hung. **11**, 109-115, 1960, Nr. 2. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Vf. betrachten mathematische Probleme der Quantenmechanik. Sie kritisieren den pauschalen Gebrauch der Begriffe der Hermitizität von Operatoren und der zugehörigen Eigenwertprobleme. Eine Quelle von Fehlern liegt im bedenkenlosen Übertragen von Sätzen über separable HILBERT-Räume auf nicht-separabile.

Uhlmann.

11-96 N. I. Shirnow. *Quasiklassische Lösungen der radialen Dirac-Gleichung.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1619-1625, 1959, Nr. 6. (Ber. **12**, 151, 1931.) (Orig. russ.) Vf. beginnt mit einer Kritik der Näherungen von YOUNG und UHLENBECK zur Lösung der radialen DIRAC-Gleichung für ein relativistisches Elektron im Zentraffeld. Diese Verallgemeinerung der WENTZEL-BRILLOUIN-KRAMERS-Methode in Analogie zur quasiklassischen Umschreibung der radialen SCHRÖDINGER-Gleichung in ein eindimensionales Problem beschreibt das relativistische Elektron besonders in großer Entfernung vom Kern gut, macht aber

Schwierigkeiten bei der Untersuchung der „Grenzzustände“ des Elektrons in wasserstoffähnlichen Atomen; außerdem gehen die YOUNG-UHLENBECKSchen Näherungslösungen im entsprechenden Grenzfall nicht in die quasiklassischen Lösungen der radialen SCHRÖDINGER-Gleichung über, obwohl dies für die Gleichungen selbst zutrifft. Auch der Vorschlag von GOOD (Ber. 35, 1092, 1956) zur Behebung dieser Mängel gibt mit den benutzten BESEL-Funktionen keine hinreichende Genauigkeit. Ferner gibt es Schwierigkeiten mit den sich ergebenden Quantelungsregeln. Vf. schlägt vor, beim Aufbau der Näherungslösungen Funktionen zu benutzen, die exakte Lösungen des radialen Problems für ein COULOMB-Feld bilden; damit ist gute Annäherung an die tatsächlichen Einelektronenfunktionen im Feld eines Punktkerns garantiert. Es wird eine Methode zur Darstellung der Näherungslösungen in analytischer Form angegeben; die Feinstruktur der M-Terme des Quecksilberatoms wird unter Berücksichtigung der Abschirmung des Kernfeldes berechnet.

Vogel.

1-97 **L. A. Serepin.** Zur Theorie der relativistisch invarianten Gleichungen. Sh. exp. Fis. 37, 1626-1638, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vf. untersucht relativistisch invariante Gleichungen vom Typ $\alpha_\sigma \partial_\sigma \psi + \chi \psi = 0$, wobei sich die Wellenfunktion ψ entsprechend einer endlich-dimensionalen Darstellung der LORENTZ-Gruppe S im Raum R_1 transformiert. Der entwickelten Methode zum Studium der Gruppeneigenschaften dieser Gleichungen liegt eine Untersuchung der Algebra der Matrizen α , der $U(\alpha)$ -Algebra zugrunde. Nach dieser Methode kann man unmittelbar die Vertauschungsrelationen zwischen den Matrizen finden, die die $U(\alpha)$ -Algebra vollständig festlegen. Besonders eingehend wird die Struktur der $U(\alpha)$ -Algebra und des mit ihr verknüpften infinitesimalen Gruppenringes untersucht. Aus der Untersuchung der Irreduzibilitätsbedingungen ergeben sich Beispiele für gewisse Vertauschungsrelationen, speziell diejenigen, denen die Gleichungen von GINSBURG und PAULI-FIERZ genügen. Die letzten Untersuchungen werden mit Hilfe einer geeigneten kanonischen Darstellung sehr vereinfacht; die Vorteile der Technik der $U(\alpha)$ -Darstellung werden hier besonders deutlich. Die physikalischen Forderungen an die Gleichungen und ihre Konsequenzen werden algebraisch formuliert und die Algebren aller irreduziblen Gleichungen bis zum Spin 2 einschließlich aufgestellt. Besonders für höhere Spins, deren Behandlung bisher kaum möglich war, werden die Betrachtungen erheblich vereinfacht. Vf. hofft die Methode so entwickeln zu können, daß man sofort die allgemeine Form der $U(\alpha)$ -Algebra und die Vertauschungsrelationen ohne wesentliche Rechnung hinschreiben kann; auch beim Übergang zu unendlichdimensionalen Darstellungen (Feldtheorie) dürfte sie fruchtbar sein.

Vogel.

1-98 **Yukio Mizuno and Takeo Izuyama.** Consideration on non-orthogonality catastrophe in the Heitler-London theory. I. Progr. theor. Phys., Kyoto 22, 344-350, 1959, Nr. 3. (Sept.) (Tokyo, Univ., Dep. Phys.) Es wird in allgemeiner Weise bewiesen, daß die sogenannte „Nicht-Orthogonalitätskatastrophe“ in der HEITLER-LONDONSchen Theorie nicht auftreten kann. Die Arbeit stellt eine mathematische Rechtfertigung des AN VLECKSchen Einwandes gegen INGLIS' Kritik an der HEITLER-LONDONSchen Theorie dar.

Martienssen.

1-99 **G. Pócsik.** \hbar -quantization of the free, bilocal bozon field. Acta phys. hung. 9, 261-267, 1959, Nr. 3. (Szeged, Inst. Theor. Phys.) Es handelt sich um den Übergang von lokalen zu einer bilokalen Feldtheorie mittels Quantisierung („ \hbar -Quantisierung“). Hierfür wird eine relativistisch invariante D-Funktion eingeführt. Zum Schluß werden Probleme behandelt, die mit der Einführung des Iso-Raumes zusammenhängen.

Uhlmann.

1-100 **G. Pócsik.** Connection between the isorotator model of the hot particles and the Espagnat-Prentki theory. Acta phys. hung. 10, 121-123, 1959, Nr. 1. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Es wird ein enger Zusammenhang zwischen der D'ESPAGNAT-PRENTKI-Theorie (Ber. 36, 225, 1957) und den Betrachtungen BÁYSKI's, die die Quantisierung der Ruhemasse einschließen (Acta Phys. Pol. 11, 279, 1957), nachgewiesen.

Uhlmann.

1-101 **K. L. Nagy.** Free field operators and the Yang-Feldman formalism. Acta phys. hung. 9, 269-274, 1959, Nr. 3. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Gegenstand der

Untersuchung ist die Einführung der freien Felder im HEISENBERG-Bild, ohne auf das Wechselwirkungsbild zurückgreifen zu müssen. Diese Felder sind mit der S-Matrix verbunden und unterliegen nicht-trivialen Vertauschungsregeln. Uhlmann.

11–102 K. L. Nagy. *On an equivalence theorem for integro-differential equations occurring in field theories.* Acta phys. hung. **10**, 195–198, 1959, Nr. 2. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Es wird ein direkter Beweis für die Äquivalenz zweier Typen von Integro-Differentialgleichungen gegeben, die in der Feldtheorie auftreten. Uhlmann.

11–103 K. Nagy. *Mass reversal and the interactions of elementary particles.* Acta phys. hung. **10**, 441–448, 1959, Nr. 4. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die Fermionen werden in Iso-Doublets zusammengefaßt und Invarianz bei simultaner Massenumkehrung der beiden Glieder jedes Doublets gefordert. Zusammen mit der γ_5 -Invarianz für Teilchen mit Ruhemasse Null ergibt sich die $V \pm A$ -Kopplung. Uhlmann.

11–104 K. L. Nagy. *γ_5 -invariance and the vanishing of the observable masses.* Acta phys. hung. **10**, 449–450, 1959, Nr. 4. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Ein neuer Beweis für das Verschwinden der beobachtbaren Ruhemasse beim Vorliegen der γ_5 -Invarianz wird gegeben. Uhlmann.

11–105 K. L. Nagy. *Probabilistically interpretable field theories with an indefinite metric.* Acta phys. hung. **11**, 193–199, 1960, Nr. 2. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Feldtheorien mit indefiniter Metrik besitzen in der Regel keine unmittelbare Wahrscheinlichkeitsinterpretation. Es werden Methoden vorgeschlagen, die es ermöglichen sollen, physikalisch sinnvolle S-Matrizen aufzustellen. Die so gewonnenen Streuoperatoren erfüllen jedoch die Kausalitätsforderungen nicht. Uhlmann.

11–106 G. Marx. *The fundamental theorem of continuous transformations in the quantum theory.* Acta phys. hung. **9**, 393–402, 1959, Nr. 4. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys. Centr. Res. Inst. Phys.) Vf. behandelt den grundlegenden Zusammenhang zwischen den Symmetriegruppen der LAGRANGE-Funktion und den zu den Erhaltungssätzen führenden grundlegenden Vertauschungsregeln. Der Gang der Herleitung kann als eine Umkehrung des SCHWINGERschen Verfahrens (Ber. **31**, 1214, 1952) angesehen werden. Uhlmann.

11–107 J. Rzewuski. *Differential equations in the spinor space.* Acta phys. polon. **18**, 549–572, 1959, Nr. 6. (Wrocław, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die Arbeit ist eine Fortsetzung von früheren Überlegungen des Vf. und beschäftigt sich wie diese mit dem Versuch, physikalische Gesetze in einem acht-dimensionalen Spinor-Raum (vier komplexe Spinor-Variablen) zu formulieren. Der bilineare Zusammenhang zwischen den acht reellen Spinor-Variablen und den vier reellen Vektor-Variablen x_μ ($\mu = 1, \dots, 4$) des normalen MINKOWSKI-Raumes wird im einzelnen diskutiert, wobei sich zeigt, daß die zusätzlichen vier Freiheitsgrade des Spinor-Raumes Winkel-Variablen φ_μ ($\mu = 1, \dots, 4$) entsprechen. Die bezüglich des direkten Produkts zweier unimodularer Gruppen im Spinor-Raum kovarianten Gleichungen werden als Funktion von x_μ und φ_μ dargestellt und diskutiert. Brunner.

11–108 G. Heber. *Q-Zahl-Vertauschungsregeln und physikalischer Inhalt einer einfachen Feldtheorie.* Acta phys. polon. **18**, 581–587, 1959, Nr. 6. (Jena, Univ., Theor.-Phys. Inst.) Wie Vf. in einigen früheren Arbeiten zeigte, führt der Einbau der durch die quantenhaft Natur aller realen Probekörper bedingten Beschränkung der Meßbarkeit von Feldern in die Feldtheorie zu, gegenüber der üblichen Darstellung, abgeänderten Feldgleichungen sowie zu Kommutatoren zwischen den Feldgrößen, welche selbst Operatoren sind. Während die Feldgleichungen durch den Formalismus gegeben sind, können die Vertauschungsregeln nicht vollständig aus allgemeinen Prinzipien abgeleitet werden. Vf. macht daher einfache Annahmen für die Vertauschungsregeln und prüft deren Konsequenzen im Rahmen einer einfachen Modell-Theorie (reelles Modell-Feld, welches die Gleichung $\square \Phi(x) = 0$ genügt). Es wird dann gezeigt, daß Q-Zahl Vertauschungsregeln existieren, welche folgende Eigenschaften besitzen, bzw. bedingen: 1. Sie sind relativistisch invariant und mikroausal. 2. Der physikalische Inhalt der Theorie für isoliert

Felder ist wie in der üblichen Theorie; speziell existieren Teilchen als Eigenzustände des Feldes 3. Die Wechselwirkung von Feldern erscheint gegenüber der üblichen Darstellung modifiziert.

Brunner.

11-109 Iu. V. Novozhilov. *On the scattering of "dressed" particles in quantum field theory.* Soviet Phys.-JETP **8**, 515-520, 1959, Nr. 3. (März.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moscow **35**, 742-749, 1958, Sept.) (Leningrad State Univ.) Es wird eine Streutheorie untersucht, in der die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Vakuum auch für $\rightarrow \pm \infty$ exakt berücksichtigt wird. Die Theorie wird entwickelt auf der Grundlage von Basisfunktionen, die asymptotisch nicht aufeinander wirkende, „angezogene“ Teilchen beschreiben, und zwar werden diese Funktionen als Produkte von Einteilchenfunktionen gegeben, die Lösungen der SCHRÖDINGER-Gleichung mit Wechselwirkungen sind. In Abwesenheit von Vakuumpolarisation sind die Gleichungen für die Matrixelemente automatisch renormalisiert und können durch Ein-Nukleon-Matrixelemente ausgedrückt werden. Für die praktische Rechnung kann — als Folge der speziellen Wahl der Basisfunktionen — die Methode allerdings nur bei Behandlung von Wechselwirkungen der Nukleonen, Mesonen und Hyperonen im Bereich relativ niedriger Energien verwendet werden.

Wiedecke.

11-110 A. S. Dolginow und A. N. Moskalew. *Relativistische Kugelfunktionen III.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1697-1707, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vlf. versuchen die SCHAPIROSche Methode zur Benutzung unendlichdimensionaler Darstellungen der LORENTZ-Gruppe zur relativistisch invarianten Klassifizierung der Zustände der Teilchen allgemeiner in die Feldtheorie einzuführen und verwenden dabei die früher entwickelte Methode (Ber. **36**, 2003, 1957; WASSILKOW, GOWORKOW und GOLDANSKI, Ber. Nr. 4-739) einer direkten relativistischen Verallgemeinerung der Theorie der Darstellungen der dreidimensionalen Drehungsgruppe; dann kann man speziell die Technik von CLEBSCH-GORDAN, RACAH und FANO anwenden. Hier wird ein Zusammenhang zwischen dieser und der SCHAPIRO-Schen, auf GELFAND und NAIMARK zurückgehenden Realisierung der irreduziblen Darstellungen aufgestellt, mit dem man die Ergebnisse beider Methoden ineinander übersetzen kann. Dabei wird eine Reihe weiterer nützlicher Beziehungen gewonnen, u. a. eine Integraldarstellung der FANO-Funktionen. Die Methoden der beiden ersten Teile der Arbeit zur Entwicklung der Wellenfunktion eines Teilchens nach irreduziblen Darstellungen der LORENTZ-Gruppe werden weiterentwickelt; die Entwicklung ist nützlich für relativistisch invarianten Klassifizierung der Teilchen und gilt für Teilchen mit beibigem Spin. Eine Entwicklung für die Wellenfunktion eines Teilchensystems läßt sich ann. ebenfalls leicht angeben.

Vogel.

11-111 B. A. Schachbasjan. *Zur Zweiladungs-Renormierungsgruppe in der skalaren Quantenelektrodynamik.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1789-1793, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) In der Theorie der Wechselwirkung skalarer Teilchen mit dem elektromagnetischen Feld gelang es, die Divergenzen aus der S-Matrix durch Massen- und Ladungsrenormierung sowie durch Einführung eines zusätzlichen „Viermesonen“-Kontragliedes in die effektive LAGRANGE-Funktion der Wechselwirkung vollständig zu beseitigen. Die Einführung eines „Viermesonen“-Kontragliedes führt zur Formulierung einer Zweiladungstheorie, ähnlich wie in der pseudoskalaren Meson-Theorie von BOGOLJUBOW-SCHIRKOW. Die Ausgangs-LAGRANGE-Funktion der Wechselwirkung wird nach dem DUFFIN-LEMMERSchen Formalismus angesetzt; zur Untersuchung der Einteilchen-GREEN-Funktionen im Gebiet großer Impulse sowie des asymptotischen Verhaltens des Knotenanteils und der Vierknoten-Graphen in der Quantenelektrodynamik der Teilchen mit dem Spin Null wird die Methode der Renormierungsgruppe herangezogen; die Gruppe der multiplikativen Renormierungen ist hier eine Zweiladungs-Gruppe. Mit Hilfe der früher (sw. A. N. Armen, SSR, im Druck) abgeleiteten Gruppengleichungen, aus denen sich auf die übliche Weise die LEESchen Differentialgleichungen für die Renormierungsgruppe geben, wird gezeigt, daß das Gebiet schwacher Kopplung hinsichtlich der multiplikativen Wechselwirkung des Mesonfeldes (der „Viermesonen“-Wechselwirkung) eher verlassen wird als hinsichtlich der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Vogel.

11-112 J. S. Fradkin. *Einige allgemeine Beziehungen in der statistischen Quantenelektrodynamik.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 157–160, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Das Gleichungssystem für die GREENSche Funktion in der Quantenstatistik ist formal und inhaltlich verschieden von dem entsprechenden System in der üblichen Feldtheorie. Wie Vf. zeigt, gilt jedoch eine Reihe allgemeiner Beziehungen, die auf der Eichinvarianz der Quantenelektrodynamik beruhen, in beiden Fällen. Von der Richtigkeit der abgeleiteten Beziehungen könnte man sich auch nach der Störungstheorie durch Analyse der einfachsten FEYNMAN-Graphen für die Quantenstatistik überzeugen, Vf. führt aber den vollständigeren und strengeren Beweis mit Hilfe der exakten Gleichungen für die GREENSche Funktion der Quantenstatistik. Ausgehend von früheren Arbeiten (Ber. Nr. 1–381) stellt er dieses System für die Anwesenheit einer äußeren Photonenfeldquelle in der Impulsdarstellung auf. Daraus ergeben sich Beziehungen vom WARDschen Typ für die Quantenstatistik und einige Eigenschaften des Polarisationsoperators (ein Analogon zum FURRYSchen Satz: Alle geschlossenen Graphen mit ungerader Anzahl von Fermionenlinien verschwinden; die Viererdivergenz des Polarisationsoperators verschwindet, auch wenn eine äußere Photonenfeldquelle vorhanden ist; ein Analogon zum Operator-Erhaltungssatz für die Gesamtladung; eine Darstellung des Polarisationsoperators in Abhängigkeit von dem laufenden Vektor k und dem Geschwindigkeitsvektor u).

Vogel.

11-113 D. A. Kirshniz, W. J. Fainberg und J. S. Fradkin. *Zur Struktur der Greenschen Funktion des Photons.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 239–242, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. weisen nach, daß das REDMOND sche Verfahren (Phys. Rev. **112**, 1404, 1958) zur Beseitigung des fiktiven Pols in der GREENSchen Funktion des Bosons in der Quantentheorie mit Hilfe der Dispersionsbeziehungen nicht hinreichend eindeutig ist. Hierbei wird angenommen, daß man durch Summation der „Hauptglieder“ der Störungsreihe nur die Größe $\text{Im } d(z)$ erhält; die ganze komplexe Funktion $d(z)$ wird dann mit Hilfe der KÄLLEN-LEHMANNschen Dispersionsbeziehungen rekonstruiert. Vf. beweisen die Un-eindeutigkeit dieses Verfahrens durch Angabe eines Imaginärteils, der zu einem Ausdruck ohne Resonanz- und starke Kopplungseigenschaften führt. Zur Behebung der Un-eindeutigkeit könnten allgemeine Kausalitäts- und Unitaritätsforderungen helfen; eine solche Untersuchung ist aber in der Sprache der Einteilchen-GREEN-Funktionen nicht möglich. Es wird daher nur nachgewiesen, daß eine Berücksichtigung der Forderung nach Renormierungsinvarianz die Uneindeutigkeit nicht behebt.

Vogel.

11-114 J. A. Gofland. *Über Eichtransformationen in der Quantenelektrodynamik.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 308–309, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Während üblicherweise jede Invarianz der quantenmechanischen Theorie gegen eine Transformationsgruppe ein Erhaltungssatz entspricht, trifft dies für Eichtransformationen mit konstanter Phase erzeugt durch den Ladungsoperator Q nicht zu: hier existiert keine Konstante der Bewegung. Vf. zeigt aber, daß man durch Einführung zusätzlicher Variablen in den HAMILTON-Operator unendlich viele Bewegungskonstanten konstruieren und damit die Eichtransformationen in das allgemeine Schema der kanonischen Transformationen einschließen kann. Die zusätzlichen Variablen genügen Vertauschungsrelationen und kommutieren mit allen übrigen Größen. Sie sind als zwei zusätzliche Komponenten des elektromagnetischen Feldes aufzufassen, die aber nicht mit den Ladungen wechselwirken. Das konstruierte Schema ist völlig äquivalent mit der MAXWELLSchen Elektrodynamik, die unter allen möglichen Theorien mit einem entsprechenden HAMILTON-Operator durch die Bedingung für „zulässige Zustände“ ausgezeichnet wird.

Vogel.

11-115 Takesi Ogimoto and Kunio Yamamoto. *Removal of ghost-pole and unitarity of S-matrix.* Progr. theor. Phys., Kyoto **23**, 218–220, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Osaka, Univ. Dep. Phys.) Die Methode von REDMOND sowie BOGOLIUBOW und Mitarbeitern zu Elimination von „Geister-Polen“ aus den Propagatoren wird untersucht. Vf. kommen zu dem Schluß, daß diese Methode entweder die Unitaritätsbedingung für die S-Matrix verletzt oder aber mit der Einführung eines geeigneten cut-off äquivalent ist.

Uhlmann.

11-116 Shoji Ozaki. *Selection rules for interaction types in quantum field theory.* Progr. theor. Phys., Kyoto **23**, 221–228, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Fukuoka, Kyushu Univ., Ins-

Theor. Phys.) Vf. untersucht verallgemeinerte DIRAC-Gleichungen, die gegenüber P und T nicht invariant sind und betrachtet diese beim Vorliegen von Wechselwirkungen mit anderen Feldern. Zusammen mit gewissen Symmetrieverforderungen legt dieses Vorgehen z. B. die Wahl von V- und A-Kopplungen für die universelle FERMI-Wechselwirkung und für Hyperonzerfälle vom Typ $Y \rightarrow N + \pi$ nahe. Uhlmann.

II-117 **P. T. Matthews and Abdus Salam.** *Relativistic theory of unstable particles. II.* Phys. Rev. (2) **115**, 1079-1084, 1959, Nr. 4. (15. Aug.) (London, Engl., Imp. Coll.) Es wird gezeigt, daß die Spektralfunktion $\rho(m^2)$ als Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines erzeugten instabilen Teilchens gedeutet werden kann. Hiernach ist ein „Einzelchenzustand“ eines instabilen Teilchens die geeignet gemittelte Überlagerung der entstehenden Zustände nach dem Zerfall. (S. auch Phys. Rev. **112**, 283, 1958.) Uhlmann.

II-118 **J. J. Sakurai.** *Useful symmetries of strong interactions.* Phys. Rev. (2) **115**, 1304-1309, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Princeton, N. J., Inst. Adv. Study.) Es wird versucht, Beziehungen zwischen strange particles zu finden, die etwas mehr aussagen als die durch die Ladungsabhängigkeit gegebenen. Das Problem des Massenspektrums der Baryonen wird diskutiert. Uhlmann.

II-119 **M. Sugawara and A. Kanazawa.** *Meson-meson scattering term in pseudoscalar-pseudoscalar meson theory.* Phys. Rev. (2) **115**, 1310-1317, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Lafayette, Ind., Univ.; Sapporo, Jap., Hokkaido Univ.) Die Arbeit behandelt die Bestimmung zweier grundlegender Kopplungskonstanten (der ps-ps-Kopplungskonstanten und der Konstante der Meson-Meson-Streuung). Die Rechnung ist numerisch ausgewertet. Uhlmann.

II-120 **W. G. Holladay.** *Anomalous magnetic moments of baryons in a static cutoff perturbation theory.* Phys. Rev. (2) **115**, 1331-1334, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) Berichtigung ebenda **118**, 1667, 1960, Nr. 6. (15. Juni.) (Nashville, Tenn., Univ., Dep. Phys. Astr.) Eine universelle Kopplung zwischen Pionen und Baryonen sollte zu anomalen Momenten für alle Barionen (mit Ausnahme von Λ und Σ) führen. In der Arbeit wird ein Verfahren zur Berechnung dieser Momente angegeben. Die Ergebnisse sind numerisch ausgewertet. Uhlmann.

II-121 **Leonard Eges.** *Quantum-mechanical three-body problem.* Phys. Rev. (2) **115**, 1643-1654, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Es wird das Dreikörperproblem für drei spinlose Teilchen betrachtet. An Stelle der Potentiale der Wechselwirkung werden Randbedingungen vorgeschrieben, die die Eigenschaften besitzen, gewisse Wechselwirkungspotentiale zu approximieren. Hierdurch wird das Problem entschieden vereinfacht und der Behandlung zugängig gemacht. Uhlmann.

II-122 **John G. Taylor.** *Method for the determination of strange particle parities and coupling constants.* Phys. Rev. (2) **116**, 768-773, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Cambridge, Engl., Christ Coll.) Vf. beschreibt eine allgemeine Methode zur Bestimmung der Parität und Kopplungskonstanten der Seltenen Teilchen direkt aus den Winkelverteilungen und diskutiert, was man danach aus den Prozessen der begleitenden Erzeugung durch Photonen an Nukleonen und durch Pionen an Protonen sowie aus der Absorption und der Ladungsaustauschstreuung geladener K-Mesonen an Nukleonen schließen kann. Wenn die relative Parität von K^+ zu K^0 ungerade ist, können die Paritäten der Seltenen Teilchen aus allen diesen Prozessen bestimmt werden, wenn sie gerade ist, nur aus den Photoerzeugungsprozessen. Sind die relativen Paritäten einmal bestimmt worden, lassen sich die Kopplungskonstanten aus allen genannten Prozessen ermitteln. Jörchel.

II-123 **J. C. Taylor.** *Analytic properties of perturbation expansions.* Phys. Rev. (2) **17**, 261-265, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (London, Engl., Imp. Coll. Sci. Technol.) Vf. entwickelt eine Methode zur Lokalisierung und Deutung der Singularitäten in Störungsentwicklungen endlicher Ordnung der GREENSchen Funktionen in Fällen, in denen die höheren Impulse komplexe Vektoren mit reellen skalaren Produkten sind. Ein auf alle möglichen Ordnungen anwendbares einfaches graphisches Verfahren ergibt sich für den

Fall, wenn die äußeren Impulse ein reelles Euklidisches System bilden. Als Beispiel eines solchen Systems in einem Raum der Signatur $(+, +, -, -)$ wird die Zweiteilchenstreuung mit nicht verschwindendem Impulsübergang in der Störungstheorie 4. Ordnung betrachtet; dabei zeigt sich die Gegenwart von Singularitäten auf einer Kurve in der Energie-Impuls-Übergangsebene. Diese Kurve erweist sich als die Grenze jenes Bereichs, in dem die Spektralfunktion der MANDELSTAMSchen Darstellung (Phys. Rev. (2) **112**, 1344, 1958) nicht verschwindet. Ferner bestimmt Vf. den maximalen Impulsübergang, unterhalb dessen die Dispersionsbeziehungen in der Störungstheorie sicher gültig sind, wobei er besonders von der pseudoskalaren Natur des Pions Gebrauch macht

Jörchel.

11-124 S. W. MacDowell. *Analytic properties of partial amplitudes in meson-nucleon scattering.* Phys. Rev. (2) **116**, 774—778, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Birmingham, Engl. Univ., Math. Phys. Dep.) Vf. untersucht die analytischen Eigenschaften der Partialwellenamplituden bei der Meson-Nukleon-Streuung auf der Grundlage der Darstellung von MANDELSTAM (Phys. Rev. **112**, 1344, 1958) und entwickelt durch Anwendung des CAUCHYSchen Theorems auf geeignete Kombinationen von Paaren von Partialamplituden mit demselben totalen Drehimpuls, aber entgegengesetzten Paritäten, eine Integraldarstellung, die explizit diese Eigenschaften wiedergibt. Die Partialamplituden sind analytische Funktionen der Energie in der ganzen komplexen Ebene mit Ausnahme für Schnitte längs der reellen Achse und für Schnitte längs eines Kreises mit dem Mittelpunkt auf der negativen reellen Achse.

Jörchel.

11-125 R. Blankenbecler and S. Gartenhaus. *Evaluation of dispersion relations.* Phys. Rev. (2) **116**, 1297—1305, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Princeton, N. J., Univ.; Lafayette, Ind., Univ.) Vf. schlagen eine neue Methode zur Berechnung der Dispersionsbeziehungen für mesonische Ereignisse vor, die vom Vergleichsfunktionsverfahren und der Kreuzsymmetrie Gebrauch macht. Kernrückstöße können danach exakt behandelt werden. Für den Fall der Meson-Nukleon-Streuung bei kleinen Energien wird eine Entwicklung der Lösung erster Ordnung nach inversen Potenzen der Nukleonemasse angegeben. Abschließend diskutieren Vf. eine Erweiterung der Methode auf andere Prozesse.

Jörchel.

11-126 S. Gartenhaus and R. Blankenbecler. *Photoproduction of π -mesons.* Phys. Rev. (2) **116**, 1305—1311, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Lafayette, Ind., Univ.; Princeton, N. J., Univ.) Vf. prüfen die Dispersionsbeziehungen für die Meson-Photoerzeugung bei mäßig kleinen Energien mit Hilfe der bereits vorgeschlagenen Vergleichsfunktionsmethode (vorst. Ref.). Unter der Annahme, daß nur der (3,3)-Zustand merklich durch Rückstreueffekte modifiziert wird, ergibt sich eine Näherungslösung. Nukleonenrückstoß und Kreuzsymmetrie werden exakt behandelt. Die statische Grenze dieser Lösung stimmt mit dem Ergebnis von CHEW, GOLDBERGER, LOW und NAMBU (Ber. **37**, 986, 1958) überein. Eine Berücksichtigung der Nukleonenrückstoßeffekte dürfte die Übereinstimmung im Resonanzgebiet verbessern.

Jörchel.

11-127 Smio Tani. *Scattering involving a bound state.* Phys. Rev. (2) **117**, 252—260, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (Cleveland, O., Case Inst. Technol., Dep. Phys.) Die einen gebundenen Zustand einschließende Streuung wird unter Verwendung eines unabhängigen Systems von Erzeugungs-Vernichtungsoperatoren für ein Teilchen im gebundenen Zustand behandelt. Dabei wird die Bildung eines gebundenen Zustands als ein „schneller“ Prozeß betrachtet, der nicht wie die Streuung „adiabatisch“ verläuft. Um ein zu starkes Anwachsen der Zahl der Freiheitsgrade des Systems zu vermeiden, wird eine Hilfsbedingung eingeführt, die im Falle der hier untersuchten Potentialstreuung die Zwischenzustände bei einem Vielfachstreuoprozeß auf Zustände beschränkt, die orthogonal zum gebundenen Zustand sind. Diese Orthogonalitätsbedingung erlaubt eine einfache Erklärung des Theorems über die Streuphasenverschiebung bei Null-Energie, nach dem bei Gegenwart eines gebundenen Zustands die Phasenverschiebung bei Null-Energie mit π beginnt und bei hohen Energien nach Null geht.

Jörchel.

11-128 S. Deser, W. Gilbert and E. C. G. Sudarshan. *Structure of the forward scattering amplitude.* Phys. Rev. (2) **117**, 266—272, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (Waltham, Mass., Univ. of

Dep. Phys.; Cambridge, Mass., Univ., Lyman Lab. Phys.) (Vgl. Ber. Nr. 8-113.) Unter Verwendung der Axiome der lokalen Feldtheorie untersuchen Vff. die Matrixelemente der verschiedenen Produkte zweier Ströme zwischen Zuständen mit demselben Eigenwert des Energieimpulsoperators und gelangen zu einer Integraldarstellung für die FOURIER-Transformierte der Matrixelemente des retardierten Kommutators als Funktion zweier invariante Impulsparameter. Durch Berücksichtigung der Massenbedingung wird die Klasse der erlaubten Funktionen eingeschränkt, außerdem wird der Beitrag von diskreten Zwischenzuständen separiert und mit den Vertexfunktionen verknüpft. Als Anwendungsbeispiel dient die Ableitung der Dispersionsbeziehungen für die Vorwärtsstreuung, insbesondere für die Nukleon-Nukleon- und die K-Meson-Nukleon Streuung. Jörchel.

11-129 **Kenneth Johnson and Bruno Zumino.** *Gauge dependence of the wave-function renormalization constant in quantum electrodynamics.* Phys. Rev. Letters **3**, 351-352, 1959, Nr. 7. (1. Okt.) (Berkeley, Calif., Univ., Phys. Dep. and Lawrence Radiat. Lab.) Das Bestehen einer exakten einfachen Relation zwischen den Renormalisierungskonstanten der GREENSchen Funktion des Elektrons innerhalb einer gewissen Klasse kovarianter Eichungen wird gezeigt. Uhlmann.

11-130 **R. E. Behrends and A. Sirlin.** *Effect of mass splittings on the conserved vector current.* Phys. Rev. Letters **4**, 186-187, 1960, Nr. 4. (15. Febr.) (Princeton, N. J., Inst. Adv. Study; New York, N. Y., New York Univ., Dep. Phys.) Die in der Literatur vorgeschlagene Erhaltung des Vektorstromes gilt streng nur bei Vernachlässigung kleiner, von der Multiplettmassenaufspaltung und von gewöhnlichen elektromagnetischen Korrekturen herrührenden Effekte. Im Hinblick auf die Bedeutung solcher Abweichungen von der strengen Erhaltung für den kleinen Unterschied zwischen den β - und μ -Zerfallskopplungskonstanten beweisen Vff. zwei bis zu allen Ordnungen in den starken Kopplungen gültige Theoreme über die Wirkung der Massenaufspaltung auf das effektive vektorielle γ -Zerfallsmatrixelement. Danach sind Korrekturen zu diesem Element von der Größenordnung $(m_{np}/m_N)^2 \approx 10^{-6}$ zu erwarten, die für die Bestimmung des β -Zerfallskopplungskonstantenverhältnisses unerheblich sein dürften. Jörchel.

11-131 **G. Domokos.** *Problems of multiple particle emission.* Acta phys. hung. **10**, 7 bis 7, 1959, Nr. 1. (Budapest, Centr., Res. Inst. Phys., Dep. Cosmic Rays.) Die Arbeit beschäftigt sich mit den qualitativen Zügen der Vielfacherzeugung von Mesonen, für die ein mögliches Modell angegeben wird. Uhlmann.

11-132 **Th. Neugebauer.** *Zu dem Problem der Elementarladung und der Mesonenmassen.* Acta phys. hung. **10**, 327-336, 1959, Nr. 3. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) An Hand des Modells einer Ladungskugel, die ausschließlich Elektronen enthält, und durch Variieren des Wertes der Elementarladung wird gezeigt, daß der tatsächlich beobachtete Wert dieser Naturkonstante energetisch am günstigsten ist. Uhlmann.

11-133 **K. Ladányi.** *Second-order four-component wave equation in the symmetrical theory, with pseudoscalar coupling.* Acta phys. hung. **10**, 455-456, 1959, Nr. 4. (Budapest, Acad. Sci., Res. Group Theor. Phys.) Die Gleichungen der Theorie der symmetrischen π -N-Kopplung werden in ein System von Gleichungen zweiter Ordnung transformiert. Uhlmann.

11-134 **W. Królikowski.** *On the vector bosons.* Bull. Acad. polon. Sci. (math. astr. phys.) **7**, 729-731, 1959, Nr. 12. (Warsaw, Univ., Inst. Theor. Phys.) Ein vom Vf. früher vorgeschlagener Formalismus für Elementarteilchen wird so erweitert, daß er Vektorbosonen, nämlich das Photon und ein hypothetisches Teilchen, von dem seit einiger Zeit vermutet wird, daß es als vermittelndes Teilchen bei schwachen Wechselwirkungen auftritt, mit einschließt. Es wird ein Vektorboson-Feld in Analogie zum Leptonfeld eingeführt: ν entspricht ein neutrales Feld B^0 , e^- und μ^- entsprechen Feldern C^- und C^- , die negative Vektorbosonen (mit der Strangeness 1 bzw. 2) repräsentieren. Durch Linearkombination der beiden letzteren Felder könnte das hypothetische Teilchen

dargestellt werden. Nur das reelle Feld $B_2^0 = 1/i\sqrt{2} \cdot (B^0 - \bar{B}^0)$ [Querstrich bedeutet Ladungskonjugation] kann mit dem elektromagnetischen Feld identifiziert werden.

H. Paul.

11-135 Iu. A. Gol'fand. *On the theory of the weak interactions. II.* Soviet Phys.-JETP 8, 504—506, 1959, Nr. 3. (März.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moscow 35, 726—730, 1958, Sept.) In Fortsetzung des ersten Teils der Arbeit wird ein Schema konstruiert, in dem der nicht-HERMITESche HAMILTON-Operator H_w für die schwachen Wechselwirkungen nicht einfach zum Operator H_s für die starken Wechselwirkungen addiert wird, sondern der Gesamtoperator

$$H = \begin{pmatrix} H_s H_w \\ H_w^+ H_s \end{pmatrix}$$

auf einen HILBERT-Raum mit verdoppelter Dimensionszahl wirkt. Im Rahmen dieser Theorie ist die Nicht-Hermitizität von H_w notwendig. Wird H_w durch einen HERMITESchen Operator ersetzt, so verschwinden alle Effekte, die mit der Nichterhaltung der Parität zusammenhängen.

Wiedecke.

11-136 L. G. Zastavenko. *On the question of the uniqueness of phase analysis.* Soviet Phys.-JETP 8, 544—545, 1959, Nr. 3. (März.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moscow 35, 785—787, 1958, Sept.) Für beliebige Spins der Stoßpartner werden Transformationen der Streumatrix untersucht, bei denen der differentielle Wirkungsquerschnitt invariant bleibt.

Wiedecke.

11-137 S. G. Matinian. *Nonlocal effects in weak interactions of fermions.* Soviet Phys. JETP 8, 548—549, 1959, Nr. 3. (März.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moscow 35, 791—793, 1958, Sept.) Es werden nichtlokale Effekte beim μ -Einfang durch ein Proton behandelt. Die Methode ist ähnlich der von LEE und YANG für die Untersuchung des μ -Zerfalls angewandt, bei der die nichtlokalen Vier-Fermionen-Wechselwirkungen durch eine LAGRANGE-Funktion beschrieben werden, die einer Wechselwirkung von Fermionenpaaren mit gegenseitigem Abstand $\approx 10^{-13}—10^{-14}$ cm entspricht.

Wiedecke.

11-138 L. G. Sastawenko und Chou Kuang-chao. *Integraltransformationen vom Schapiroischen Typ für Teilchen mit der Masse Null.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 134—139, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Korrespondenz $\psi(p, \sigma) \xrightarrow{S} \psi'(p, \sigma) = \exp \{i\sigma\varphi(S, f)\} \psi(S^{-1}p, \sigma)$ — wobei S eine Transformation aus der LORENTZ-Gruppe ist, p sich wie ein Impulsvektor eines Teilchens mit der Masse 0 transformiert, $f = p/p$, σ ganz- oder halbzahlig, $\varphi(S, f)$ ein in einer früheren Arbeit (Ber. 38, 1228, 1959) definierter Winkel — hat Gruppeneigenschaft. Sie definiert das Transformationsgesetz für die Wellenfunktion eines Teilchens mit der Masse 0 und der Projektion σ des Spins auf die Impulsrichtung p bei eigentlichen LORENTZ-Transformationen. Dieses Transformationsgesetz wird nach irreduziblen (ρ, m) -Darstellungen der eigentlichen LORENTZ-Gruppe entwickelt.

Vogel.

11-139 J. M. Schirokow. *Räumliche und zeitliche Spiegelungen in der relativistischen Theorie.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 140—150, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. versucht sämtliche zulässigen Forderungen nach relativistischer Invarianz der Transformationsgesetze für Wellenfunktionen (Zustandsvektoren) bei räumlichen und zeitlichen Spiegelungen ohne Benutzung der Lokalitätseigenschaften der Feldoperatoren zu gewinnen. Ausgangspunkte bilden die übliche relativistische Invarianz, die WIGNERSCHE Formulierung des zeitlichen Spiegelungsgesetzes und die Behauptungen, daß die Spiegeloperationen nicht explizit vorzugeben sind, sondern durch ihre geometrischen Eigenschaften definiert werden, und daß für Teilchen mit ganzzahligem Spin die Quadrate aller Reflexionen Einheitsoperatoren sind. Es gelingt eine vollständige Klassifizierung der Darstellungen der inhomogenen LORENTZ-Gruppe einschließlich räumlicher Spiegelungen und WIGNERSCHER zeitlicher Spiegelungen. Die Frage nach den Quadraten der verschiedenen Spiegelungsoperatoren für Teilchen mit halbzahligem Spin wird genau diskutiert. Die gewonnenen allgemeinen Ergebnisse werden mit denen verglichen, die man erhält, wenn man der Theorie zusätzliche Forderungen auferlegt, speziell Lokalität der Feldoperatoren verlangt. Wie sich zeigt, besitzen die Elementarteilchen neben Massen

Spin und Parität noch eine rein geometrische Eigenschaft, die man als Symmetriertyp bezeichnen kann. Die möglichen Symmetriertypen für reale Teilchen werden untersucht. Der Begriff des Symmetriertyps beruht auf der makroskopisch trivialen Tatsache, daß ein Teilchen bei jeder der Reflexionen $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$, $\mathbf{t} \rightarrow -\mathbf{t}$, $\mathbf{x}_\mu \rightarrow -\mathbf{x}_\mu$ entweder in sich oder in einen anderen Zustand (Antiteilchen) mit gleicher Masse und gleichem Spin übergehen kann (Symmetrie bzw. Antisymmetrie). Bei Teilchen mit endlicher Ruhmasse gibt es fünf Symmetriertypen: Vollständige Symmetrie; T-Symmetrie; P-Symmetrie; PT-Symmetrie; vollständige Antisymmetrie. Bei der Ruhmasse 0, aber nicht verschwindendem Spin sind nur T-Symmetrie und vollständige Antisymmetrie möglich.

Vogel.

11-140 A. A. Sokolow und M. M. Kolesnikowa. *Das Verhalten eines Fermionen-Spins bei elastischer Streuung.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 165—171, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Das Verhalten des Spins bei elastischer Streuung longitudinal polarisierter Fermionen wird in Abhängigkeit vom Charakter der Wechselwirkung untersucht. Im ultrarelativistischen Fall (oder für Fermionen mit verschwindender Ruhmasse) bleibt bei V- und A-Wechselwirkung der Winkel zwischen Impuls und Spin erhalten; bei S-, P- und T-Wechselwirkung klappt der Spin bei der Streuung in die entgegengesetzte Richtung zum entsprechenden Impuls ($s' = -s = -1$). Hierauf beruht es möglicherweise, daß in der Theorie des Neutrinos mit orientiertem Spin, wo ein Umklappen des Spins gegenüber dem Impuls ausgeschlossen wird — dies würde einen Übergang des Neutrinos in einen nichtexistierenden Zustand bedeuten —, nur die V- und A-Variante zulässig sind. Die abgeleiteten Ausdrücke werden auch auf die Fermionenstreuung bei einer Linear-kombination von Wechselwirkungen aus den beiden Gruppen angewandt (Streuung eines Teilchens mit elektrischer Ladung und „wahren“ magnetischem Moment an einem ruhenden Punktzentrum mit entweder einer Ladung oder einem Moment). Im nicht-relativistischen Fall überwiegt die COULOMB-Wechselwirkung (V), also bleibt die Polarisation erhalten; im ultrarelativistischen Fall dreht sich der Spin und klappt bei sehr hohen Energien, wo die Dipol-Glieder überwiegen, in die Richtung entgegengesetzt zum Impuls.

Vogel.

11-141 B. M. Barbaschow und G. W. Jefimow. *Die Greensche Funktion im Modell skalarer geladener Mesonen mit fester Quelle.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 198—200, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Am Beispiel der Berechnung der GREENSchen Funktion für ein statisches Nukleon, das mit geladenen skalaren Mesonen in Wechselwirkung steht, wird eine neue Lösungsmethode auf Grund einer Darstellung der GREENSchen Funktion als Funktionalintegral und dessen Auswertung mit Hilfe der Theorie der Matrixgleichungen entwickelt. Diese Methode ist verschieden von der Störungstheorie. Im Gegensatz zu dieser läßt sich das n. Glied der Reihe explizit hinschreiben. Das erste Glied der Reihe ist die exakte GREENSche Funktion eines Nukleons, das mit skalaren neutralen Mesonen wechselwirkt. Bei der Entwicklung nach dem Kopplungsparameter g^2 geht die gefundene Reihe in die Reihe der Störungstheorie über. Mit Hilfe einer Majorante wird die absolute und gleichmäßige Konvergenz für alle endlichen Werte von g^2 und der Variablen t bewiesen. Die Renormierung der gefundenen GREENSchen Funktion bedarf noch weiterer Untersuchungen.

Vogel.

11-142 L. I. Lapidus und Chou Kuang-chao. *Streuung von γ -Quanten an Nukleonen in der Umgebung der Schwelle der Mesonenerzeugung.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 201—211, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Streuung von Nukleonen und Kernen in der Nähe der Pionen-Erzeugungsschwelle wird als Beispiel eines Prozesses mit verhältnismäßig kleinen Querschnitten, der durch intensive Mesonenerzeugung erheblich gestört wird, behandelt. Der Einfluß der Einzelpionenerzeugung auf den Querschnitt und die Polarisationen von Rückstoßnukleonen und γ -Quanten wird durch phänomenologische Analyse mit Hilfe der Dispersionsbeziehungen untersucht. Es wird versucht, mit einem Minimum an Voraussetzungen auszukommen und möglichst wenige unbegründete Näherungsannahmen zu benutzen. Die Berücksichtigung der Mesonen im s-Zustand hat eine merkliche Nichtmonotonie in der Energieabhängigkeit der Streuamplituden, des Querschnitts und anderer beobachtbarer Größen in der Nähe der Schwelle zur Folge. Unter bestimmten Annahmen über die Analyse der Photoerzeugung im Photonenenergiegebiet bis

220 MeV werden die Streuamplituden, die differentiellen und integralen Querschnitte für elastische Streuung unpolarisierter und polarisierter γ -Quanten durch Protonen berechnet, ferner die Polarisationseffekte oberhalb der Schwelle. Die bekannte „Resonanzabhängigkeit“ des Querschnitts für die Photospaltung des Deuterons scheint auf der Mesonenerzeugung oberhalb der Schwelle zu beruhen und sollte ebenfalls nach der Methode der Dispersionsbeziehungen behandelt werden. Vogel.

11-143 Keiji Igi. *Possibility for or against the existence of a neutral scalar meson.* Progr. theor. Phys., Kyoto **23**, 170—172, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Univ., Dep. Phys.) Mit Hilfe einer Extrapolation wird nach einem Pol-Term für ein neutrales, skalares Meson π'_0 mit der Masse μ' gesucht. Einen Pol-Beitrag dafür liefert der Zwischenzustand beim Streuprozeß $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$. Es wird angenommen, daß $\mu < \mu' < 2\mu$ ist, mit μ als Masse des π^- -Mesons. Das Matrixelement als Funktion von $\cos \Theta$ hat einen Pol bei $\cos \Theta = \alpha_0 = (2k_0^2 + \mu'^2 - 2\mu^2)/2k^2$. Hierbei ist Θ der Winkel zwischen ein- und auslaufendem π^- -Meson, k^0 ist der π^- -Mesonen-Impuls im Schwerpunktssystem. Bei 270 MeV (Lab.-System) gilt für die Grenzfälle $\alpha_0 = 1,125$ ($\mu' = \mu$) und $\alpha_0 = 1,50$ ($\mu' = 2\mu$). Unter Benützung experimenteller Werte für $d\sigma/d\Omega$ wird $F(\cos \Theta) = (a_0 - \cos \Theta)^2 \cdot d\sigma/d\Omega$ gezeichnet. In den beiden Grenzfällen schneiden die Kurven die Abszissenachse nicht bei $\cos \Theta = \alpha_0$. Doch sind die experimentellen Werte ungenau. — Die obere Grenze für die Kopplungskonstante f der $N\pi\pi'_0$ -Wechselwirkung kann man abschätzen. Mit der Nukleonenmasse als Abschneideparameter ergeben sich die Werte $f^2/4\pi < 0,03$ bei 270 MeV, $f^2/4\pi < 0,03$ bei 240 MeV und $f^2/4\pi < 0,07$ bei 915 MeV (skalare Kopplung), die sehr klein gegen die πN -Wechselwirkung sind. Wenn das π'_0 -Teilchen also tatsächlich existieren sollte, so spielt es doch nur eine sehr geringe Rolle bei den starken Wechselwirkungen. E. Sauter.

11-144 E. Kröner. *Zur Behandlung des quantenmechanischen Vielteilchenproblems mit Hilfe von Zweiteilchenfunktionen.* Z. Naturf. **15a**, 259—264, 1960, Nr. 3. (März.) (Stuttgart, T. H., Inst. theor. angew. Phys.) Im Anschluß an Überlegungen von LÖWDD (Ber. **35**, 1928, 1956) und BOPP (Ber. Nr. 3—140), der gezeigt hat, daß jedem quantenmechanischen Problem von N gleichartigen symmetrischen Teilchen, die aufeinander nur mit Zweiteilchenkräften wirken, streng ein Zweiteilchenproblem zugeordnet ist, werden je $N/2$ Lösungen dieses Problems zu Produkten zusammengefaßt, aus denen durch Antisymmetrisierung Konfigurationen gebildet werden. Vf. meint, daß gegenüber auf Einteilchenfunktionen basierenden Entwicklungen besseres Konvergenzverhalten vorliegt. Schwierigkeiten im Zusammenhang mit der Berechnung der Energie-Matrixelemente sowie der Überlappungsintegrale werden weitgehend überwunden. Obwohl keine strenge Diagonalisierung der Dichtematrix gewonnen werden kann, so scheint dennoch eine optimale Approximation auf diesem Wege erreicht worden zu sein. Schmutzter.

11-145 Wolfgang Wild. *Zum Vielkörperproblem eines Fermionensystems. I.* Z. Phys. **158**, 322—346, 1960, Nr. 3. (14. März.) (Heidelberg, Univ., Inst. theor. Phys.) Das Vielkörperproblem eines mit Hilfe eines separablen Potentials mit gewissen Eigenschaften wechselwirkenden Fermion-Systems wird im Rahmen des KLEIN-PRANGE-Formalismus untersucht. Dabei wird die Leiterapproximation verwendet, die bei allen physikalisch wesentlichen Ergebnissen auf Konvergenz führt. Statt der einfachen Projektionsoperatoren der BRUECKNER-Theorie treten Spektralfunktionen auf, die aus einer nichtlinearen Integralgleichung ermittelt werden müssen. Sie führen auf eine Aufweichung der FERMI-Kante. Gewisse Beziehungen zur Theorie der Supraleitung werden herausgestellt. Schmutzter.

11-146 Paul C. Martin and Julian Schwinger. *Theory of many-particle systems.* Phys. Rev. (2) **115**, 1342—1373, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Cambridge, Mass., Univ. Lyman Lab. Phys.) Dies ist der erste Teil einer größeren Arbeit, die die Theorie der Mehrteilchensysteme von einem einheitlichen Gesichtspunkt unter möglichster Vermeidung der Störungsrechnung aber mit Methoden der Quantenfeldtheorie behandelt. Unter anderen behandeln Vf. die makroskopischen Eigenschaften von Vielteilchensystemen, die GREENSchen Funktionen und ihr Zusammenhang mit den mikroskopischen

Eigenschaften solcher Systeme und schließlich Probleme des Nicht-Gleichgewichtszustandes.

Uhlmann.

1-147 **A. E. Glassgold, Warren Heckrotte and Kenneth M. Watson.** *Linked-diagram expansions for quantum statistical mechanics.* Phys. Rev. (2) **115**, 1374-1389, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Lawrence Radiat. Lab.) Vf. entwickeln eine Methode zur Untersuchung quantenstatistischer Probleme auf der Grundlage eines Theorems von HUGENHOLTZ (Ber. **37**, 1708, 1958), das eine Vereinfachung der LAPLACE-Transformation der Dichtematrix erlaubt. Die Methode wird zur Ableitung verschiedener bekannter Ergebnisse und zur Berechnung der Paarkorrelationsfunktion für ein System von Fermionen, die durch kurzreichende Kräfte gekoppelt sind, benutzt.

Jörchel.

1-148 **Tai Tsun Wu.** *Ground state of a Bose system of hard spheres.* Phys. Rev. (2) **115**, 1390-1404, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Vf. erweitert die pseudoskalare Methode und berechnet weitere Terme in der Entwicklung nach kleinen Dichten der Grundzustandsenergie eines Systems von BOLTZMANN- oder BOSE-Teilchen mit einer Hartkugel-Wechselwirkung. Es ergeben sich zwei neue Terme höherer Ordnung, und die Entwicklung stellt keine Potenzreihe nach $(a^3 \rho)^{1/2}$ mehr da.

Jörchel.

1-149 **Ronald M. Rockmore.** *Effects of particle-particle interaction on the moment of inertia of many-fermion systems.* Phys. Rev. (2) **116**, 469-474, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Mit Hilfe einer Neuformulierung der Rechnung von AMADO und BRUECKNER (Phys. Rev. **115**, 778, 1959) wird gezeigt, daß in der "random-phase"-Näherung die Wirkung der Teilchen-Teilchen-Wechselwirkungen auf das Trägheitsmoment eines sich unter periodischen Grenzbedingungen bewegenden Mehrfermionensystems verschwindet, wenn man der Rechnung das „cranking“-Modell von INGLIS zugrundelegt. Vf. weist ferner auf die große Ähnlichkeit des behandelten Problems mit dem Problem der diamagnetischen Eigenschaften eines dichten Elektronengases hin und diskutiert die Erweiterungen gegenüber der genannten Arbeit sowie den Zusammenhang mit dem Problem der Kollektivanregungen.

Jörchel.

1-150 **N. M. Hugenholtz and D. Pines.** *Ground-state energy and excitation spectrum of a system of interacting bosons.* Phys. Rev. (2) **116**, 489-506, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) Princeton, N. J., Inst. Adv. Study.) Die umfangreiche Arbeit untersucht mit Hilfe fieldtheoretischer Methoden die Eigenschaften eines Bosongases beim Temperatur-Nullpunkt. Durch Elimination des Null-Impuls-Zustandes werden in einfacher Weise Schwierigkeiten überwunden, die von der Entleerung des Grundzustandes herrühren. Auf die Verwandtschaft der Prozedur zur Berechnung der GREENSchen Funktion des Systems mit der von BELIAEV wird hingewiesen, wobei insbesondere auf ein Bosongas kleiner Dichte Bezug genommen wird. Die nächste Näherung für die Energie des Grundzustandes gegenüber den Rechnungen von LEE und YANG sowie BELIAEV wird in der allgemeinen Form einer Potenzreihenentwicklung angegeben. Es zeigt sich Übereinstimmung mit den speziellen Rechnungen von WU und SAWADA für den Fall eines aus arten Kugeln bestehenden Gases. Die Berechnungen für mittlere Dichten von BRUECKER und SAWADA werden diskutiert.

Schmutzer.

1-151 **Virendra Singh.** *Ground-state energy of a boson gas.* Phys. Rev. (2) **116**, 507-510, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Bombay, India, Tata Inst. Fund. Res.) Es werden alle Diagramme, die bei der Störungsrechnung der Energie des Grundzustandes eines Bosongases auftreten, welches zu einer Zeit höchstens ein angeregtes Paar besitzt, aufsummiert, wobei ein Variationsprinzip benutzt wird, bei dem die individuellen Beiträge nicht explizit aufgeschrieben zu werden brauchen. Der Grenzfall großen Volumens führt auf das Resultat von ABE (Ber. Nr. 1-1108; 4-178 u. Progr. theor. Phys. Kyoto **19**, 699, 13, 1958). Es zeigt sich, daß der Totalbeitrag aller Diagramme endlich ist, und zwar auch dann, wenn individuelle Beiträge divergieren, unabhängig von der Stärke der Wechselwirkung.

Schmutzer.

1-152 **Jerzy Czerwonko.** *Equations for a one-component lattice gas with "Ising" interaction.* J. chem. Phys. **31**, 118-121, 1959, Nr. 1. (Juli.) (Wroclaw, Pol., Univ., Phys.

Dep.) Die thermodynamischen Eigenschaften eines Gittergases, dessen Atome entsprechend ihrer gegenseitigen Orientierung in Wechselwirkung stehen, werden beschrieben. Es werden die Ausdrücke für das thermodynamische Potential, den Mittelwert der Energie, den Mittelwert der Zahl der Partikel und die mittleren Orientierungen nach der Variationsmethode von BOGOLJUBOW berechnet. Zehler.

11-153 **Kerson Huang.** *Some low temperature properties of a hard-sphere Bose gas.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 109—112. (Cambridge, Mass., Inst. Technol.) Zusammenfassender Bericht über theoretische Überlegungen von LEE, HUANG und YANG (1957). Rühl.

11-154 **F. Károlyházy and G. Marx.** *Strong interactions in the four-dimensional isotopic space.* Acta phys. hung. **10**, 421—428, 1959, Nr. 4. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Vff. geben eine neue Variante für die Darstellung der Teilchen mit starker Wechselwirkung im 4-dimensionalen Isospin-Raum an. Uhlmaun.

11-155 **V. M. Eleonskii and P. S. Zyrianov.** *Contribution to the theory of collective motion of particles in quantum mechanical systems.* Soviet Phys.-JETP **5**, 432—435, 1957, Nr. 3 (Okt.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **32**, 515—519, 1957, März.) (Ural Polytech. Inst.) Behandlung der kollektiven Bewegung durch überzählige Koordinaten mit Nebenbedingungen — ähnlich wie nach ZUBAREV (vgl. D. TER HAAR, Introduction to the Physics of Many-Body Systems, New York 1958, S. 71—77). Als zur Einführung der überzähligen Koordinaten dienende Funktionen der Partikelkoordinaten werden (angennäherte) Eigenlösungen der zum Problem gehörenden Einteilchen-SCHRÖDINGER-Gleichung genommen. — Es wird die Anwendung auf die Schwingungen eines schweren Kerns skizziert. Schiske.

11-156 **J. T. Grin, S. I. Drosdow und D. F. Sarezki.** *Die Greensche Funktion für ungerade Kerne.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 222—228, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Eigenschaften schwach angeregter Zustände von FERMI-Systemen mit gerader Teilchenzahl sind wesentlich verschieden von denen mit ungerader Teilchenzahl. Bei der Anwendung der Vielteilentheorie auf Atomkerne entsteht das Problem, die GREENSche Funktion des ungeraden Systems als Ausgangspunkt für die Bestimmung des Trägheitsmoments, des magnetischen Moments, des Anregungsspektrums, der Wahrscheinlichkeit elektromagnetischer Übergänge zu finden. Vff. gehen aus von dem von MIGDAL (Ber. Nr. 5 bis 797) entwickelten Apparat zum Studium der Paarkorrelation zwischen Teilchen in endlichen Systemen mit gerader Teilchenzahl und verallgemeinern diese Methode auf ungerade Teilchenzahlen. Sie berechnen die GREENSche Funktion für ein solches System und formulieren die Störungstheorie in diesem Fall. Es wird ein allgemeiner Satz über die Form der GREENSchen Funktion eines nichtspärischen Kerns bewiesen. Trotz des Paarkorrelationseffektes befindet sich das ungerade Teilchen in einem bestimmten Zustand (Wahrscheinlichkeit 1; konjugierter Zustand völlig leer). Die Paarung der Teilchen im Kern hat aber zur Folge, daß das Anregungsspektrum wesentlich verschieden vom üblichen Einteilchenspektrum wird, das auf der Anregung des ungeraden Teilchens beruht: $\varepsilon_s = E_\lambda - E_{\lambda_0}$, $E_\lambda = V\bar{\Delta}^2 + \varepsilon_\lambda^2$. Bei kleinen Anregungen ($|\varepsilon_\lambda| \ll \Delta$) ist die Termdichte eines ungeraden Kerns etwa um den Faktor $2\Delta/\varepsilon_\lambda$ größer als nach dem Einteilchenmodell. Die entwickelten Formeln der Störungstheorie sind grundlegend für die Anwendungen. Man kann damit Effekte behandeln, die auf dem Einfluß des ungeraden Teilchens beruhen (Trägheitsmoment und magnetische Momente der ungeraden Kerne). Vogel.

11-157 **Masao Sumi.** *Theory of electron-oscillations in non-uniform plasmas.* J. phys. Soc. Japan **15**, 120—127, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Elect. Commun. Lab.) Die Schwingungen, die in einem Plasma durch einen injizierten Elektronenstrahl angeregt werden, werden unter Annahme eines nicht homogenen thermischen Plasmas auf der Basis linearisierter makroskopischer Gleichungen beschrieben, welche nach der Theorie von KIHARA entwickelt werden, wobei angenommen wird, daß der Druck ein Skalar ist und daß bei den relativ raschen Plasmaschwingungen kein Wärmetransport stattfindet. Nachdem diese Gleichungen für ein System Plasma-Elektronenstrahl spezialisiert wurden, werden sie linearisiert und auf den Fall einer räumlich wachsenden und der

iner stehenden Plasmawelle angewendet. Es ergibt sich, daß stehende Wellen in einer bestimmten Schicht kürzere Wellenlänge mit abnehmender Dichte aufweisen.

Steinacker.

1-158 **Yoshi H. Ichikawa.** *Equilibrium properties of classical electron gas in uniform positive ion distribution.* Progr. theor. Phys., Kyoto **20**, 715-727, 1958, Nr. 5. (Nov.) Sendai, Tohoku Univ., Dep. Phys.) Nachdem im Gegensatz zu der bisher angewendeten DEBYE-HÜCKEL-Theorie angenommen wird, daß die Plasmaschwingungen an der Energieverteilung teilhaben und eine wichtige Rolle beim Zustandekommen des thermischen Gleichgewichtes spielen, wird, ausgehend von der HAMILTON-Funktion für Elektronen in einem homogenen Ionen-Medium, die Verteilungsfunktion und die freie Energie mit Hilfe der Kollektiv-Koordinaten-Darstellung bestimmt. Es wird explizit gezeigt, daß der Begrenzungsterm für die freie Energie in der DEBYE-HÜCKEL-Theorie der Nahwirkungskorrelation der COULOMB-Wechselwirkung zuzuschreiben ist, und daß der Fernwirkungskorrelationseffekt die freie Energie um 22% über den DEBYE-HÜCKEL-Term hinaus vergrößert. Ein Anhang enthält die ausführliche Berechnung der Transformations- und Verteilungsfunktionen.

Steinacker.

1-159 **James Terrell.** *Invisibility of the Lorentz contraction.* Phys. Rev. (2) **116**, 1041 bis 1045, 1959, Nr. 4. (15. Nov.) (Los Alamos, Calif., Univ., Sci. Lab.) Vf. behandelt die Frage, ob die LORENTZ-Kontraktion wirklich sichtbar ist. Er kommt zur Verneinung dieser Frage und unterscheidet deshalb die Begriffe „sichtbar“ und „beobachtbar“. Eine Feststellung basiert darauf, daß die LORENTZ-Transformation einer konformen Transformation auf der Oberfläche einer um den Beobachter konstruierten Kugel entspricht (wobei die scheinbaren Richtungen der Objekte als Punkte auf dieser Kugel gezeichnet werden), so daß allen Beobachtern optisch ein Objekt unter gewissen Voraussetzungen von gleicher Form erscheint.

Schmutzer.

1-160 **Erza T. Newman and Allen I. Janis.** *Rigid frames in relativity.* Phys. Rev. (2) **16**, 1610-1614, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (Pittsburgh, Penn., Univ.) Vf. beschäftigen sich mit der Möglichkeit einer kovarianten Definition eines starren Bezugssystems in der Relativitätstheorie. Gegenüber den Arbeiten von BORN (Ann. Phys. **30**, 1, 1909) und ROSEN (Phys. Rev. **71**, 54, 1947) soll die Methode der Vf. den Vorteil besitzen, daß in bestimmten einfachen Fällen exakte Lösungen zu erhalten sind. In allgemeinen Fällen können approximative Lösungen angegeben werden. Auf den Zusammenhang mit der KILLING-Gleichung wird eingegangen.

Schmutzer.

1-161 **Edward S. Lowry.** *Geometrical representation of the Maxwell field in Minkowski space.* Phys. Rev. (2) **117**, 616-618, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (Poughkeepsie, N. Y., Internat. Bus. Mach. Corp.) Vf. verknüpft den elektromagnetischen Feldtensor eines klassischen geladenen Teilchens mit der Orientierung und Dichte einer Schar zweidimensionaler Flächen, die um die Weltlinie des Teilchens im MINKOWSKI-Raum linear verteilt werden. Auf den Zusammenhang mit LIÉNARD-WIECHERT-Feldern wird hingewiesen.

Schmutzer.

1-162 **Ernst Schmutzer.** *Zur Theorie der Spinoren im Riemannschen Raum.* Z. Naturf. **5a**, 355-362, 1960, Nr. 4. (Apr.) (Jena, Univ., Theor.-Phys. Inst.) Mit Hilfe der bereits in der projektiven Relativitätstheorie bewährten Methode der Basisvektoren wird die Theorie der Spinoren im RIEMANNSchen Raum von INFELD und VAN DER WAERDEN untersucht und weiterentwickelt. Der Aufbau der spinoriellen Geometrie erfolgt bis zur Ableitung von grundlegenden Identitäten analog den BIANCHI-Identitäten der tensoriellen Geometrie. Es resultieren mehrere wichtige Relationen für den gekrümmten Spinorraum. Während in der herkömmlichen Theorie die Ursache für das elektromagnetische Feld im Nichtverschwinden der kovarianten Ableitung des metrischen Spinors gesehen wird, da sich keine andere Interpretationsmöglichkeit zu bieten scheint, läßt sich zeigen, daß auch die wesentlich vereinfachte Geometrie mit verschwindender kovarianter Ableitung des metrischen Spinors zwangsläufig auf einen antisymmetrischen Tensor führt, der dem elektromagnetischen Feld zugeordnet werden kann. Der physikalische Inhalt der Theorie wird an Hand der DIRAC-Gleichung studiert.

Schmutzer.

11-163 **Asher Peres and Nathan Rosen.** *Nonlinear effects of gravitational radiation.* Phys. Rev. (2) **115**, 1085–1086, 1959, Nr. 4. (15. Aug.) (Haifa, Isr., Inst. Technol., Dep. Phys.) Vf. zeigen, daß die Zusatzeffekte der nichtlinearen Terme in den EINSTEINSchen Gleichungen kleine stabile Schwingungen des Gravitationsfeldes um einen Gleichgewichtszustand nicht zulassen, wenn von diesem angenommen wird, daß er im Unendlichen MINKOWSKIS ist. Die Störung tendiert dazu, unendliche Werte bei großen Entfernung von ihren Quellen anzunehmen, wenn sie zeitlich unbegrenzt ist. Dies kann als Instabilität von Gravitationsstrahlungsfeldern interpretiert werden, wodurch Zweifel an der linearen Theorie bei großen Entfernungen von den Quellen nahegelegt werden.

Schmutzer.

11-164 **Asher Peres.** *Some gravitational waves.* Phys. Rev. Letters **3**, 571–572, 1959, Nr. 12. (15. Dez.) (Haifa, Isr., Inst. Technol., Dep. Phys.) Vf. bemerkte, daß eine Metrik der Form $ds^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + dt^2 - 2f(x, y, z + t)(dz + dt)^2$ die EINSTEINSchen Gleichungen befriedigt, wenn f harmonisch bzgl. der Variablen x und y ist.

Uhlmann.

11-165 **John Boardman and Peter G. Bergmann.** *Spherical gravitational waves.* Phys. Rev. (2) **115**, 1318–1324, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Syracuse, N. Y., Univ., Dep. Phys.) Die EINSTEINSchen Feldgleichungen werden in linearer Näherung für alle Fälle von Kugelwellen mit Quadrupolsymmetrie gelöst. Gemäß dem kanonischen Ausdruck für den Energiefluß wird durch all diese Wellen Energie ausgestrahlt. Um die Methode qualitativ zu testen, wurde sie auf zylindrische Gravitationswellen angewendet, für die exakte Lösungen bekannt sind. In diesem Fall führen die approximativen Rechnungen nach der linearisierten Theorie und die exakten Lösungen zu korrespondierenden Ergebnissen.

Schmutzer.

11-166 **Peter G. Bergmann and Arthur B. Komar.** *Poisson brackets between locally defined observables in general relativity.* Phys. Rev. Letters **4**, 432–433, 1960, Nr. 8 (15. Apr.) (Syracuse, N. Y., Univ., Dep. Phys.) Im Rahmen der EINSTEINSchen Gravitationstheorie entwickeln Vf. eine neue Methode zur Formulierung lokaler Observablen und der POISSON-Klammern zwischen ihnen. Es werden geschlossene Ausdrücke auf der Grundlage des DIRACschen HAMILTON-Formalismus und der KOMARSchen Konstruktion von Observablen angegeben.

Schmutzer.

11-167 **H. A. Buchdahl.** *Reciprocal static metrics and scalar fields in the general theory of relativity.* Phys. Rev. (2) **115**, 1325–1328, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Princeton, N. J., Inst. Adv. Study.) Vf. entwickelt eine Variante der Idee der reziproken statischen Lösungen der EINSTEINSchen Feldgleichungen. Als Beispiele werden insbesondere die Fälle einer sphärischen und axialen Symmetrie behandelt. Im ersten Fall werden alle Lösungen der Feldgleichungen auf diese Weise erhalten. Den letzten Teil der Arbeit bildet eine physikalische Diskussion, wobei die Bewegung einer Testpartikel in den sphärisch-symmetrischen Feld im Detail behandelt wird.

Schmutzer.

11-168 **H. A. Buchdahl.** *General relativistic fluid spheres.* Phys. Rev. (2) **116**, 1027 bis 1034, 1959, Nr. 4. (15. Nov.) (Princeton, N. J., Inst. Adv. Study.) Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei Teilen. Im Teil I werden die die SCHWARZSCHILDsche inner Lösung betreffenden bekannten Resultate auf allgemeine statische Flüssigkeitskugeln verallgemeinert. Vf. leitet ein Minimaltheorem für den Zentraldruck her, welches einen bekannten klassischen Resultat korrespondiert. Eine singularitätenfreie elementar algebraische Lösung der Feldgleichungen wird gefunden. Im Teil II wird eine Antwort auf die Frage gegeben, ob der Totalbetrag der Strahlung, die während einer symmetrischen gravitationellen Kontraktion ausgesandt wird, die Ruhenergie des Systems übersteigen kann.

Schmutzer.

11-169 **C. Fronsdal.** *Completion and embedding of the Schwarzschild solution.* Phys. Rev. (2) **116**, 778–781, 1958, Nr. 3. (1. Nov.) (Geneva, CERN, Theor. Study Div.) Es wird eine analytische Mannigfaltigkeit angegeben, deren wichtigste Eigenschaften darin bestehen, daß sie vollständig ist und das SCHWARZSCHILDsche Linienelement enthält, also als die vollständige analytische Fortsetzung des letzteren anzusehen ist. Sie läßt sich darstellen als eine RIEMANNSche Oberfläche in einem 6-dimensionalen pseudoeu-

euklidischen Raum. Obwohl die Mannigfaltigkeit Bewegungsgruppen zuläßt, die zu der 3-dimensionalen Drehgruppe und der 1-dimensionalen Translationsgruppe isomorph sind, ist es unmöglich, eine globale Zeitkoordinate derart einzuführen, daß letzteres als Zeittranslation verwirklicht werden kann. In jedem globalen Koordinatensystem ergibt sich das Gravitationsfeld als instationär, obwohl es außerhalb des bekannten kritischen Bereichs bis zu jeder gewünschten Näherung stationär gemacht werden kann. Das Verhalten von Testpartikeln, die den SCHWARZSCHILDschen kritischen Radius erreichen, wird diskutiert.

Schmutzer.

11-170 Charles W. Misner and Peter Putnam. *Active gravitational mass.* Phys. Rev. (2) **116**, 1045-1046, 1959, Nr. 4. (15. Nov.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.)

Ausgehend von der TOLMANSchen Feststellung, daß Energie in Strahlungsform ein doppelt so starkes Gravitationsfeld wie dieselbe Energie in Stoffform hervorruft, wird das daraus resultierende Paradoxon analysiert, daß nämlich auf eine Testpartikel bei einer Paarvernichtung ein verändertes Gravitationsfeld wirken müßte. Es wird gezeigt, daß Grenzspannungen den von TOLMAN erwähnten Effekt kompensieren, so daß die Gravitationswirkung des Systems trotz dieser oben beschriebenen Veränderungen dieselbe bleibt.

Schmutzer.

11-171 R. Arnowitt, S. Deser and C. W. Misner. *Dynamical structure and definition of energy in general relativity.* Phys. Rev. (2) **116**, 1322-1330, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Syracuse, N. Y., Univ., Dep. Phys.; Waltham, Mass., Univ., Dep. Phys.; Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Das Problem der dynamischen Struktur und der Definition der Energie in der allgemeinen Relativitätstheorie wird im Rahmen der Methode des SCHWINGERSchen Wirkungsprinzips behandelt. Ausgehend von der EINSTEINSchen LAGRANGE-Funktion in der PALATINNischen Form wird eine HAMILTON-Funktion abgeleitet, deren zugehörige Variablen näher untersucht werden. Vfl. zeigen, daß sinnvolle dynamische Feststellungen mit der Auswahl eines bevorzugten Satzes von Koordinaten verbunden ist, nämlich eines solchen, in welchem die HAMILTON-Funktion erhalten bleibt. Im allgemeinen Fall ist nämlich die HAMILTON-Funktion sogar für ein isoliertes Gravitationsfeld zeitabhängig. Im Rahmen eines solchen bevorzugten Koordinatensystems wird dann die erhaltenen bleibende HAMILTON-Funktion als Energie des Systems gedeutet.

Schmutzer.

11-172 B. Kent Harrison. *Exact three-variable solutions of the field equations of general relativity.* Phys. Rev. (2) **116**, 1285-1296, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Princeton, N. J., Palmer Phys. Lab.) Um die Konsequenzen der allgemeinen Relativitätstheorie besser zu verstehen, ist es wichtig, neue exakte Lösungen der Feldgleichungen mit weniger Symmetrien zu finden. Insbesondere wird nach der Methode der Variablen trennung der folgende Ansatz untersucht: $g_{ij} = \pm \delta_{ij} A_i^2(x^0, x^1) B_i^2(x^0, x^3)$. Weitere Lösungen werden durch Austausch der Variablen hergeleitet. Explizite Ausdrücke werden für alle zwanzig nichtentartete Lösungen angegeben, die anscheinend alle neu sind. An entarteten Lösungen werden zehn deduziert, die jedoch nicht alle neu sind. Alle dreißig Lösungen werden bezüglich ihrer physikalischen und geometrischen Bedeutung diskutiert.

Schmutzer.

11-173 B. Bertotti. *Uniform electromagnetic field in the theory of general relativity.* Phys. Rev. (2) **116**, 1331-1333, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Princeton, N. J., Inst. Adv. Study.) Eine kosmologische Lösung der EINSTEIN-MAXWELLSchen Gleichungen wird hergeleitet, die dem Fall eines gleichförmigen, d. h., kovariant konstanten elektromagnetischen Feldes entspricht. Die zugehörige RIEMANNsche Mannigfaltigkeit ist dabei das Produkt zweier gewöhnlicher Oberflächen konstanter Krümmung, deren Typ vom Wert der kosmologischen Konstanten und der Invarianten des elektromagnetischen Feldes abhängt. Auch die Weltlinien geladener Teilchen besitzen eine einfache geometrische Bedeutung.

Schmutzer.

11-174 J. Weber. *Detection and generation of gravitational waves.* Phys. Rev. (2) **117**, 306-313, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (College Park, Maryland, Univ.) Vfl. schlägt Methoden zur Messung des RIEMANN-Tensors und zur Entdeckung von Gravitationswellen vor, wobei die Tatsache ausnutzt, daß die zweiten Ableitungen des metrischen Tensors Span-

nungen im Kristall hervorrufen, welche infolge des piezoelektrischen Effektes zu elektrischen Polarisationen führen, Spannungsmessungen lassen dann auf die Komponenten des Krümmungstensors schließen. Umgekehrt wird auch die Erzeugung von Gravitationswellen diskutiert. Über elektrisch induzierte Kristallspannungen wird der Effekt der Gravitationsstrahlungen eines rotierenden Stabes stark vervielfacht und in den Bereich der Meßmöglichkeit gebracht. Konkrete Größenordnungsbetrachtungen zu diesen Effekten werden angegeben.

Schmutzer.

11-175 Bryce S. DeWitt. *Invariant commutators for the quantized gravitational field.* Phys. Rev. Letters 4, 317-320, 1960, Nr. 6. (15. März.) (Chapel Hill, N. Carol., Univ., Dep. Phys.) Die kovariante Verschmelzung von allgemeiner Relativitätstheorie und Quantentheorie wird behandelt, wobei insbesondere die beiden wichtigen Probleme: Nichtlinearität der Gleichungen und koordinateninvariante Formulierung näher untersucht werden. Vf. gibt eine konkrete Vertauschungsregel für die Komponenten des metrischen Tensors an, wobei allerdings im Unterschied zu den linearen Theorien die Ausbreitungsfunktion selbst Operatorcharakter bekommt. Untersuchungen über eine konsistente Definition des „Operator-Propagators“ sind im Gange. Schmutzer.

11-176 Ivor Robinson and A. Trautman. *Spherical gravitational waves.* Phys. Rev. Letters 4, 431-432, 1960, Nr. 8. (15. Apr.) (Chapel Hill, N. Carol., Univ., Dep. Phys.; Warsaw, Pol., Acad. Sci., Inst. Phys.) Angabe einer Klasse von Lösungen der EINSTEIN-schen Feldgleichungen für den leeren Raum. Einige Lösungen sehr einfacher Art entsprechen sphärischen Gravitationswellen.

Schmutzer.

11-177 I. I. Gutman. *Eine allgemein-kovariante Methode sukzessiver Näherungen in der allgemeinen Relativitätstheorie.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1639-1645, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Es wird eine neue mathematische Formulierung des Gravitationsproblems vorgeschlagen, die stets Eindeutigkeit der Lösungen ohne Heranziehung zusätzlicher Koordinatenbedingungen (FOCK, INFELD) garantiert. Zur Lösung dieses Problems wird eine allgemeine kovariante Methode sukzessiver Näherungen entwickelt, die als kleinen Entwicklungsparameter die Größe γ/c^2 verwendet (γ NEWTONsche Gravitationskonstante). Es zeigt sich, daß die Gleichungen für die aufeinanderfolgenden Näherungen auf jeder Stufe die Form allgemein kovarianter D'ALEMBERT-Gleichungen mit nicht-verschwindender rechter Seite haben. Es wird ein Energie-Impuls-Tensor des Gravitationsfeldes abgeleitet (dieses wird als abgetrennt vom Feld der Trägheitskräfte behandelt), der einem allgemeinen Erhaltungssatz für alle Inertialsysteme genügt. Im Gegensatz zu den Methoden von EINSTEIN-INFELD-HOFFMANN und FOCK läßt sich die vorgeschlagene Methode auch auf beliebige schnell veränderliche Felder und beliebige Geschwindigkeiten bis zur Lichtgeschwindigkeit anwenden. Während bei EINSTEIN-INFELD-HOFFMANN der Raum in nullter Näherung als GALILEISCH angesehen und das Koordinatensystem nicht festgelegt, sondern die Klasse möglicher Koordinaten durch die Forderung beschränkt wird, daß die Metrik quasi-GALILEISCH sein soll, ferner bei der Bestimmung der Korrekturen erster Näherung die Klasse möglicher Koordinaten noch mehr verengt wird (so, daß die Korrekturen nur von zweiter Ordnung sind) usw., soll beim Vf. der Raum in nullter Näherung zwar auch GALILEISCH sein, doch werden auch andere als die Einheitsform des metrischen Tensors zugelassen, das Bezugssystem wird sofort endgültig festgelegt und nicht von Näherung zu Näherung präzisiert. Die Methode legt eindeutig dasjenige Inertialsystem fest, in dem fiktive Trägheitskräfte wegfallen; es stimmt mit dem endgültig von der EINSTEIN-INFELD-HOFFMANN-Methode festgelegten überein, die Näherung mit der Fock'schen harmonischen.

Vogel.

11-178 A. S. Kompanejez. *Ausbreitung einer starken elektromagnetisch-gravitativen Welle im Vakuum.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1722-1726, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die hyperbolischen MAXWELL-EINSTEINSchen Gleichungen mit ihren von den unbekannten Komponenten des metrischen Tensors abhängigen Koeffizienten brauchen, formal gesehen, nicht unbedingt stetige Lösungen zu haben (vgl. Sprünge und Stoßwellen in der Gasdynamik). In der klassischen Feldtheorie würde dies der Grundannahme über den RIEMANNSchen Charakter des Raumes oder über die Stetigkeit des elektromagnetischen Feldes widersprechen. Ein Beweis für die Unmöglichkeit solcher Sprünge existiert noch

nicht für die allgemeinsten Gleichungen, nur für eine Metrik, welche die EINSTEIN-ROSENSCHE Metrik etwas verallgemeinert (KOMPANEJEZ, J. exp. theor. Phys. **34**, 953, 1958). Hier wird dasselbe Problem behandelt, wobei das elektromagnetische Feld von Anfang an mit dem Schwerkraftfeld verknüpft wird. Bei dem angenommenen Charakter der Metrik gibt es stets ein Bezugssystem, in dem jede Schar von Charakteristiken von parallelen Geraden erzeugt wird. Die Geschwindigkeit jeder zusätzlichen kleinen Störung — gleichgültig ob elektromagnetisch oder gravitativ — ist in diesem Bezugssystem stets gleich c. Diese Störungen können einander nicht einholen, also können im Gegensatz zur Gasdynamik keine Stoßwellen auftreten. Man braucht nicht anzunehmen, daß es Lösungen mit EUKLIDISCHER Metrik im Unendlichen gibt, die qualitativ von den üblichen elektromagnetischen Wellen in endlichen Raumgebieten abweichen. Die Ergebnisse sprechen dafür, daß die heutige klassische Feldtheorie im wesentlichen abgeschlossen ist.

Vogel.

I-179 W. A. Fock. *Vergleich der verschiedenen Koordinatenbedingungen in der Einsteinschen Gravitationstheorie.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 108—115, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) In der EINSTEINSCHEN Gravitationstheorie werden die Bewegungsgleichungen für ein Massensystem unter der Annahme abgeleitet, daß das System Iuselcharakter hat und daß der Raum im Unendlichen EUKLIDISCH ist. Es wird also der Fall betrachtet, daß ein „harmonisches“ Bezugssystem existiert, das bis auf eine LORENTZ-Transformation festgelegt ist; die Existenz eines solchen Systems folgt aus dem Eindeutigkeitssatz für die Wellengleichung. Trotzdem behandeln EINSTEIN und INFELD nach Ansicht des Vf. dieses Problem falsch. Hier soll der Zusammenhang zwischen den tatsächlich bei EINSTEIN und INFELD verwendeten Bezugssystemen und dem harmonischen System explizit dargestellt werden. Es wird gezeigt, daß die EINSTEIN-INFELDSCHEN Koordinatenbedingungen erster Näherung mit den harmonischen übereinstimmen und das Bezugssystem in dieser Näherung bis auf eine LORENTZ-Transformation festlegen. Die Abweichung zwischen beiden Systemen wird durch die Kleinheitsordnung zulässiger nicht-LORENTZscher Transformationen gekennzeichnet. Diese Abweichungen werden explizit dargestellt; sie sind so klein, daß sie auf die Form der Bewegungsgleichungen in der ersten über NEWTON hinausgehenden Näherung keinen Einfluß haben. Auf Grund der Ergebnisse wird die grundsätzliche Einstellung EINSTEINS und INFELDS zum Koordinatenproblem kritisiert, die z. B. schon in den nach Meinung des Vf. irreführenden Ausdruck „Allgemeine Relativität“ zum Ausdruck kommt. Das Verschwinden des Einflusses der zweiten Näherung kann nicht, wie EINSTEIN und INFELD das tun, als Begründung der „allgemeinen Relativität“ angesehen werden, sondern ist trivial.

Vogel.

I-180 T. E. Cranshaw and J. P. Schiffer. *Experiments to test Einstein's principle of equivalence.* Nature, Lond. **185**, 653—654, 1960, Nr. 4714. (5. März.)

V. Weidemann.

V. Mechanik

I-181 Abraham Kogan. *A sensitive two-liquid micro-manometer.* Bull. Res. Coun. Isr. C, 33—36, 1959, Nr. 1. (Apr.) (Haifa, Isr. Inst. Technol., Dep. Aeron. Engng.)

I-182 Wilhelm Tillmann. *Waagen und Wägemaschinen.* V. D. I.-Z. **101**, 925—930, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Hannover.)

Schön.

I-183 I. L. Berstein und M. J. Herzenstein. *Eine Möglichkeit zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gravitation unter Laboratoriumsbedingungen.* Sh. exp. teor. is. **37**, 1832—1833, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vf. weisen darauf hin, daß es bei dem heutigen Stand der Empfangstechnik schwacher Signale auf einem Rauschuntergrund grundsätzlich möglich ist, Gravitationseffekte erster Ordnung in v/e im Labor zu messen, und schätzen die Möglichkeiten eines Versuches zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gravitation ab. Ein variables Schwerkraftfeld soll durch ein rotierendes Rad

mit massereichen Kugeln auf der Felge erzeugt werden. Zur Abschätzung werden retardierte NEWTON-Potentiale angenommen (Genauigkeit bis zu Gliedern erster Ordnung in v/c einschließlich). In der Felgenebene liegen feste Empfänger für das variable Schwerkraftfeld (mechanische Oszillatoren, die auf die entsprechende Frequenz abgestimmt sind und die Güte Q haben). Für zwei Empfänger auf verschiedenen, aber benachbarten Radien und in etwas verschiedenem Abstande von der Nabe besteht eine Phasenverschiebung zwischen den Schwingungen des Schwerkiefeldes von $\varphi_+ = \varphi_0 + \omega \Delta l/c$, $\varphi_0 \gg \omega \Delta l/c$, (φ_0 Phasenverschiebung infolge der Lage der Empfänger auf verschiedenen Radien). Bei einer Richtungsänderung der Raddrehung ändert sich die Phasenverschiebung also um $\Delta\varphi = 2\omega \Delta l/c$. Einen ähnlichen Versuch hat BERSTEIN bei Radiowellen durchgeführt (SAGNAC-Versuch). Die Möglichkeit zur Messung dieses $\Delta\varphi$ wird durch das Signal-Rausch-Verhältnis gekennzeichnet, das den Wert hat $(NQm\omega\tau/kT) (\Delta l/c)^2 (\Delta g)^2$, $\Delta g = 1/4 (\gamma M/R^2)$, N Zahl der Empfängerpaare, Δg Amplitude der Wechselkomponente der Schwerkraftstärke, Faktor $1/4$ stammt vom Übergang vom NEWTONSchen Feld zur Wechselkomponente, τ Beobachtungszeit). Mit technisch erreichbaren Daten ergibt sich ein Signal-Rausch-Verhältnis von 30. —

Vogel.

11-184 **M. Reiner and L. Rintel.** *The complete stress-strain law in infinitesimal elasticity.* Bull. Res. Coun. Isr. **6C**, 113-126, 1958, Nr. 2. (Febr.) (Haifa, Isr. Inst. Technol.)

11-185 **Yehuda Stavsky.** *Constrained torsion of an elliptical cylinder by forces applied on the lateral surface.* Bull. Res. Coun. Isr. **6C**, 127-134, 1958, Nr. 2. (Febr.) (Haifa, Isr. Inst. Technol., Div. Mech.)

11-186 **Ch. H. Lerenthal.** *Photoelastic analysis of plates by bonding polaroid foils between plastics.* Bull. Res. Coun. Isr. **6C**, 202, 1958, Nr. 3. (Aug.) (Haifa, Isr. Inst. Technol., Div. Struct. Engng.) —

Schön.

11-187 **Edwin R. Fitzgerald.** *Crystalline transitions and mechanical resonance dispersion in vinyl and ethyl stearate.* J. chem. Phys. **32**, 771-786, 1960, Nr. 3. (März.) (University Park, Penn., Univ., Dep. Phys.) An Vinylstearat und an Äthylstearat wurden dynamische Schermessungen durchgeführt. Es wurden statische Belastungen von 10^6 bis 10^7 dyn/cm² und dynamische von $5 \cdot 10^3$ dyn/cm² vorgegeben. Bestimmt wurde die Spannungskomponente J' in Phase und die J'' 90° aus der Phase mit der Belastung dividiert durch die Belastung. Die erstere entspricht der gespeicherten Energie, die zweite dem Energieverlust. Zunächst wurden Erwärmungs- und Abkühlungskurven aufgenommen, die Temperaturabhängigkeit der Dichte bestimmt, dann J' und J'' in Abhängigkeit von der Temperatur (-30 bis +30°C), der Zeit (bis zu mehreren Tagen) und der Frequenz (50-5000 Hz) gemessen. Das Scherverhalten ist durch die kristalline Modifikation bedingt. Nach dem Erstarren aus der Schmelze liegen die Materialien in metastabiler Form vor und es treten nur geringe Resonanzdispersionen auf, diese erscheinen später, vor allem im Bereich um 300 Hz. Bei Vinylstearat wurde aus der Dichtekurve und dem Scherverhalten eine reversible Transition bei 24,8°C ermittelt, oberhalb derer keine Resonanzen vorkommen. Dem Übergang dürften Änderungen im Packungsquerschnitt der Ketten oder eine Änderung der monoklinen zur triklinen Elementarzelle zugrunde liegen, nicht aber eine Änderung des Neigungswinkels der langen Ketten. —

M. Wiedemann.

11-188 **S. P. Nikanorow und A. W. Stepanow.** *Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten von KBr-Einkristallen.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1814-1815, 1959, Nr. 6 (Orig. russ.) In Fortführung der Arbeit von STEPANOW und EIDUS (J. exp. theor. Phys. **29**, 669, 1955) wird die Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten von KBr-Einkristallen zwischen Zimmer- und Schmelztemperatur untersucht; nach der Methode des zusammengesetzten Oszillators von HUNTER und STEGEL (Phys. Rev. **61**, 64, 1942) wurde der YOUNGSche Modul E und der Verschiebungsmodul G für in [100] — und [110] — Richtung herausgeschnittene Proben gemessen. Für Longitudinalschwingungen wurden Proben quadratischen Querschnitts, für Torsionsschwingungen solche kreisförmiger Querschnitte benutzt. Die relative Ungenauigkeit für die Konstanten $s_{11} = 1/E_{[100]}$, $s'_{11} = 1/E_{[110]}$, $s_{44} = 1/G_{[100]}$ betrug 1,2; 1,2 bzw. 0,8%; der Fehler für abgeleitete

Größen wie die Kompressibilität $\gamma = 3(s_{11} + 2s_{12})$ war wesentlich größer. Die Werte s_{11}, s'_{11}, s_{44} und $s_{12} = 2s'_{11} - s_{11} - 1/2s_{44}$ und γ werden für $20-730^\circ\text{C}$ in Abständen von 100° angegeben. Durch Extrapolation auf $T = 0^\circ\text{K}$ ergibt sich $s_{11} = 24,0 \cdot 10^{-13}$, $s_{44} = 180 \cdot 10^{-13}$, $s_{12} = -2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{dyn}$, in guter Übereinstimmung mit den Werten von GALT (Phys. Rev. **73**, 1460, 1948).
Vogel.

11-189 C. V. Briscoe and M. H. Norwood. *Propagation of the three independent elastic waves in the [1, 1, 0] direction in LiF and KI single crystals.* Physica **25**, 111-115, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Houston, Texas, Rice Inst.) Mit Hilfe einer Impuls-Echotechnik wird an Einkristallen aus LiF und KI demonstriert, daß sich die drei elastischen Wellen in einem Kristall (eine longitudinale und zwei transversale) unabhängig voneinander bewegen, und zwar jede mit ihrer charakteristischen Geschwindigkeit. Diese Ergebnisse stehen in Einklang mit der Theorie, sogar auch, wenn die drei Wellen gleichzeitig erregt werden. Quantitative Angaben über die Amplituden der beiden transversalen Wellen in [110]-Richtung werden bestimmt.
Martienssen.

11-190 J. N. Kapur. *Some problems in hydrodynamics of non-Newtonian viscous liquids with variable coefficient of cross-viscosity.* Proc. nat. Inst. Sci. India (A) **25**, 231-235, 1959, Nr. 5. (26. Sept.) (Delhi, Univ., Hindu Coll.)
V. Weidemann.

11-191 O. Ishai and M. Reiner. *A second order effect in plasticity.* Bull. Res. Coun. Isr. **3C**, 153, 1958, Nr. 2. (Febr.) (Haifa, Isr. Inst. Techno., Rheol. Lab.)
Sehön.

11-192 K. Kirchner. *Selbständig messendes und registrierendes Viscosimeter.* Chem.-Ing.-Tech. (A) **31**, 525-526, 1959, Nr. 8. (Aug.) (München, T. H., Inst. chem. Technol.) Es wird ein UBBELOHDE-Viskosimeter (gleichschenklige Bauart) beschrieben, bei dem der Flüssigkeitsmeniskus photoelektrisch abgetastet wird. Bei automatischer Einstellung von vier verschiedenen Drucken kann die Durchlaufzeit beliebig oft automatisch gemessen und registriert werden.
W. Weber.

11-193 Yatendra Pal Varshni and S. N. Srivastava. *Temperature dependence of viscosity of oils.* J. phys. Chem. **62**, 706-709, 1958, Nr. 6. (Juni.) (Allahabad, India, Univ., Dep. Phys.) Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität η von mehreren Proben hydrierten Baumwollsamenöles wurde im Temperaturbereich von 30 bis über 200°C mit den Gleichungen von VOGEL ($\log \eta = A + B/(T + C)$) und GIRIFALCO ($\log \eta = \alpha/T^2 + \beta/T + \gamma$) (T Temperatur, $A \dots \gamma$ Konstante) dargestellt und mit den experimentellen Werten verglichen. Die Gleichung von VOGEL erweist sich als etwas überlegen.
W. Weber.

11-194 P. Rajgopala Rao and N. Subramanian. *Measurement of absolute viscosities of liquids and the influence of surface tension.* J. sci. industr. Res. **18B**, 170-171, 1959, Nr. 4. (Apr.) (Nagpur, Univ., Laxminarayan Inst. Technol.) Eine dimensionsanalytische Betrachtung des Einflusses der Oberflächenspannung σ auf Viskositätsmessungen mit Kapillarviskosimetern führt zu der Beziehung $\eta/\rho t = K'(K'' \sigma/\rho)^c$ (η Viskosität, ρ Dichte, Durchflußzeit, K' , K'' Konstante, c Exponent, der mit der Temperatur variiert). Die Methode wird auf Messungen mit Benzol und Wasser angewendet.
W. Weber.

11-195 J. W. Hennel and K. Krynicki. *Viscosity of liquid hydrogen sulphide.* Acta phys. polon. **18**, 523-526, 1959, Nr. 5. (Cracow, Centre Nucl. Phys., Inst. Nucl. Res.) Mit einem Kapillarviskosimeter (Ringsystem, das nach Füllung bei tiefer Temperatur abgeschmolzen wird) wurde die Viskosität von flüssigem Schwefelwasserstoff im Temperaturbereich $-11,5$ bis $+50^\circ\text{C}$ bei Sättigungsdruck gemessen ($\eta_{20} = 0,126 \text{ cP}$, $\eta_0 = 0,094 \text{ cP}$). Die Unsicherheit der Werte wird auf weniger als 1% geschätzt.
W. Weber.

11-196 A. E. Scheidegger. *On the stability of displacement fronts in porous media: A discussion of the Muskat-Aronofsky model.* Canad. J. Phys. **38**, 153-162, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Calgary, Alberta, Imp. Oil Res. Lab.) In einem porösen Medium grenzen zwei verschiedene Flüssigkeiten mit einer ebenen, gleichmäßig bewegten Trennfläche aneinander. Vf. leitet aus einfachen Kontinuitäts- und Energiebetrachtungen unter der Voraussetzung, daß auf beiden Seiten der Trennfläche das DARCYSche Gesetz für den

Zusammenhang zwischen Druckabfall und Strömungsgeschwindigkeit gilt, ein Kriterium für die Stabilität der Trennfläche her. Es zeigt sich, daß diese Fläche instabil ist und somit die Möglichkeit zur Bildung der häufig beobachteten fingerförmigen Protuberanzen besteht, wenn die Beweglichkeit (mobility) der geschobenen Flüssigkeit kleiner als die der schiebenden Flüssigkeit ist. Die genaue Vorhersage der in einem konkreten Fall auftretenden Protuberanzen setzt natürlich die genaue Kenntnis der auslösenden Inhomogenitäten in dem porösen Medium voraus.

E. Becker.

11-197 W. M. Jones and P. J. Isaac. *The flow of carbon dioxide and nitrogen at high pressures through porous plugs of lampblack.* Trans. Faraday Soc. **55**, 1947-1952, 1959. Nr. 11 (Nr. 443). (Nov.) (Aberystwyth, Univ. Coll. Wales, Dep. Phys.) Rühl.

11-198 Hubert Cremer und Franz Kolberg. *Windkanalkorrekturen angestellter Körper bei kompressibler Unterschallströmung.* Z. angew. Math. Mech. **40**, 65-74, 1960, Nr. 1/3. (Jan./März.) (Aachen.) In einem Windkanal mit kreisförmigem Strahlquerschnitt vom Durchmesser $2R$ mit fester Wand oder freier Strahlgrenze befindet sich eine unter dem Winkel α gegen die Strahlachse angestellte Kombination einer Quelle mit einer gleichstarken Senke, die voneinander den Abstand $2l$ haben sollen. Aus der linearisierten Potentialgleichung für Unterschallströmung wird das durch die Strahlbegrenzung induzierte Zusatzpotential durch Entwickeln in eine FOURIER-Reihe nach der Winkelkoordinate in Strahlumfangsrichtung berechnet. Für den Fall der offenen Meßstrecke wird außerdem die Deformation des Strahlrandes bestimmt. Wenn $(l/R) \cdot \operatorname{tg} \alpha \ll 1$ ist, kann in dieser Größe linearisiert werden mit entsprechender Vereinfachung der Formeln.

E. Becker.

11-199 Reinhard Ramshorn. *Sehr kleine Sonden für Strömungsmessungen.* V. D. I.-Z. **101**, 832-834, 1959, Nr. 20. (11. Juli.) (Weil/Rh.) Schön.

11-200 Rudolf X. Meyer. *Heat-transfer near the stagnation point of a body of revolution in the presence of a magnetic field.* Z. angew. Math. Phys. **11**, 127-146, 1960, Nr. 2. (25. März.) (Los Angeles, Calif., Space Technol. Labs., Inc.) Die rotationssymmetrische Staupunktströmung einer elektrisch leitenden, zähen, inkompressiblen Flüssigkeit unter Einwirkung eines rotationssymmetrischen Magnetfeldes wird theoretisch untersucht. Dichte, elektrische Leitfähigkeit, magnetische Permeabilität, Zähigkeit, Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme der Flüssigkeit werden als konstant vorausgesetzt. Durch diese Annahmen ist es möglich, Geschwindigkeitsverteilung und Magnetfeld unabhängig vom Temperaturfeld zu bestimmen. Aus der Energiegleichung kann dann anschließend bei bekanntem Geschwindigkeits- und Magnetfeld das Temperaturfeld berechnet werden. Für das Magnetfeld wird hierbei ein ähnlicher Separationsansatz wie für die Geschwindigkeitsverteilung gemacht derart, daß sich die Gleichungen für das Magnetfeld und die Geschwindigkeit ebenso wie diejenigen für die Temperatur auf gewöhnliche Differentialgleichungen reduzieren lassen. Wie sich das entsprechende Magnetfeld realisieren läßt, wird nicht näher erörtert. In vielen Fällen ist eine Grenzschichtnäherung möglich, die hier bis zu numerischen Ergebnissen durchgerechnet wird. Die Lösungen hängen dann im wesentlichen von einem Parameter ab, der als Verhältnis der magnetischen zu den Zähigkeitskräften gedeutet werden kann. Die Ergebnisse zeigen insbesondere, daß der Wärmeübergang im Staupunkt zwar mit steigender Magnetfeldstärke abnimmt, daß aber dafür mit wachsender Entfernung vom Staupunkt der Anstieg des Wärmeübergangs größer als ohne Magnetfeld ist.

E. Becker.

11-201 A. S. Gupta. *Effect of buoyancy forces on certain viscous flows with suction.* App. sci. Res., Hague (A) **8**, 309-320, 1959, Nr. 4. (Kharagpur, India, Inst. Technol., Dep. Appl. Math.) Im ersten Teil wird der Einfluß der Schwere auf die instationäre Strömung eines viskosen, kompressiblen Mediums längs einer geneigten, ebenen, porösen Platte bei (a) konstanter und (b) bei umgekehrt proportional mit der Quadratwurzel aus der Zeit sich ändernder Absaugegeschwindigkeit untersucht. In beiden Fällen werden für die Geschwindigkeits- und die Temperaturverteilung in der Grenzschicht explizite Ausdrücke für jede PRANDTL-Zahl angegeben. Im zweiten Teil wird festgestellt, daß bei reiner Konvektionsströmung mit Absaugung die Oberflächenreibung unabhängig von der PRANDTL-Zahl ist. Sie erniedrigt sich mit wachsender Absaugung.

Eugen.

11-202 Ernst Becker. Eine einfache Verallgemeinerung der Rayleigh-Grenzschicht. *Z. angew. Math. Phys.* **11**, 146-152, 1960, Nr. 2. (25. März.) (Göttingen.) Eine unendlich ausgedehnte, an ein anfangs ruhendes Gas angrenzende, ebene Wand werde zur Zeit $t = 0$ mit der Geschwindigkeit $u_w \sim t^n$ in Bewegung gesetzt ($n \geq 0$). Gleichzeitig soll Gas an der Wand mit der Geschwindigkeit $v_w \sim t^{-1/2}$ abgesaugt oder ausgeblasen werden. Die entstehende Wandgrenzschicht ist dann eine ähnliche Grenzschicht, und es wird gezeigt, daß man die Geschwindigkeitsprofile für $v_w = 0$ durch eine einfache Parallelverschiebung im Wandabstand und eine Streckung im Geschwindigkeitsmaßstab in das Profil für $v_w = 0$ überführen kann. Auch das Temperaturprofil läßt sich in verschiedenen Fällen sehr einfach ermitteln. Formeln für Wandschubspannung und Wärmeübergang für $n = 0$ in Abhängigkeit von v_w werden mitgeteilt.

E. Becker.

11-203 Charles E. Hecht. The possible superfluid behaviour of hydrogen atom gases and liquids. *Physica* **25**, 1159-1161, 1959, Nr. 11. (Nov.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Die thermodynamischen Verhältnisse, die für atomaren Wasserstoff, atomares Deuterium und Tritium zu erwarten sind, werden diskutiert. Danach können z. B. für flüssiges T zwei λ -Punkte und für das nicht in den flüssigen Zustand überführbare H-Atomgas ein λ -Übergang möglich sein. Zur experimentellen Realisierung der Gedanken müßte von Atomstrahlen mit gerichteten Elektronenspins ausgegangen werden.

Rühl.

11-204 A. A. Brisch, M. S. Tarassow und W. A. Zukerman. Elektrische Leitfähigkeit von Dielektrika in starken Stoßwellen. *Sh. exp. teor. Fis.* **38**, 22-25, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Wie Vff. gezeigt haben (J. exp. theor. Phys. **37**, 12, 1959), entsteht bei der Explosion kondensierter Sprengstoffe an der Detonationswellenfront eine Zone mit hoher elektrischer Leitfähigkeit. Dieser Effekt wird jetzt in trügen Medien unter Einwirkung starker Stoßwellen untersucht (Drücke von 10^5 - 10^6 at, in Luft 10^2 - 10^3). In Luft, Wasser, Paraffin und Plexiglas traten an der Front Leitfähigkeiten auf, die mehrere Größenordnungen oberhalb des normalen Wertes lagen. Die Messungen nach einer Elektrokontaktemethode lieferten für Luft $0,5 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, für Wasser $0,2 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ an der Front. Bei Drücken an der Front von 10^6 at steigt die Leitfähigkeit von Plexiglas und Paraffin auf $1-2 \cdot 10^2 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, nähert sich also den Werten für Metalle. Für die Leitfähigkeitserhöhung kommen thermische Ionisierung und Erleichterung der Elektronenübergänge durch gemeinsame Wirkung der hohen Drücke und Temperaturen in Frage. Eine Abschätzung nach der SAHA-Gleichung für die Stoßwelle in Luft liefert Werte, die Größenordnungsmäßig mit den Meßergebnissen übereinstimmen. Bei so idealen Dielektrika wie Paraffin oder Plexiglas jedoch reicht die thermische Ionisierung für die Leitfähigkeitsänderung um 15-20 Größenordnungen nicht aus. Nach SEL'DOWITSCH und LANDAU (J. exp. theor. Phys. **14**, 32, 1944) geht unter ausreichendem Druck jeder Stoff in einen quasimetallischen Zustand über (Beispiele: Olivinkern der Erde, der bei $1,4 \cdot 10^6$ at und 10 g/cm^3 Dichte in einen metallischen Zustand übergeht, der einen NiFe-Kern vortäuscht; Umwandlung des gelben in den schwarzen Phosphor mit metallischer Leitung bei $12-13 \cdot 10^3$ at und 200°C nach BRIDGMAN; Messungen von ALDER und CHRISTIAN, Ber. **37**, 1638, 1958). Die Dichtezunahme führt zu einer Bandüberlappung bzw. Erleichterung der Elektronenübergänge. Von wesentlichem Einfluß ist die Temperatur an der Front; in weiteren Messungen soll versucht werden, den Einfluß von Temperatur und Druck zu trennen.

Vogel.

11-205 J. N. Hunt. On the damping of gravity waves propagated over a permeable surface. *J. geophys. Res.* **64**, 437-442, 1959, Nr. 4. (Apr.) (Atlanta, Georgia, Inst. Technol., School Math.) Es wird die Dämpfung von Schwerewellen kleiner Amplituden über einemurchlässigen Untergrund untersucht. Die Theorie wird an Hand experimenteller Untersuchungen von SAVAGE nachgeprüft; die Übereinstimmung ist befriedigend.

Eugen.

11-206 A. Bartel. Schmierung und Schmierstoffprüfung bei hohen Temperaturen. V. D. *Z. 101*, 318, 1959, Nr. 8. (11. März.) (Hannover, Inst. Erdölf.) Schönl.

11-207 J. W. Beams. Tensile strengths of liquid argon, helium, nitrogen and oxygen. *Phys. Fluids* **2**, 1-4, 1959, Nr. 1. (Jan./Febr.) (Charlottesville, Virginia, Univ.) Mit der bereits

früher (1957) beschriebenen U-Rohr-Methode bestimmte Vf. die Zerreißfestigkeit von einigen Flüssigkeiten bei tiefen Temperaturen. Es ergibt sich für A (85°K): 12 at, N₂(75°K): 10 at, O₂(75°K): 15 at und He II (1,9°K): 0,16 at. Rühl.

11-208 **J. W. Beams.** *Tensile strengths of liquids at low temperature.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 84-85. (Charlottesville, Virginia, Univ.) Die Flüssigkeit befindet sich in einem U-Rohr, das in Richtung seiner offenen Schenkel mit bestimmter Geschwindigkeit bewegt wird. Durch plötzliches, definiertes Abbremsen entsteht eine meßbare Zugspannung, die besonders auf den im U-Bogen befindlichen Teil der Flüssigkeit wirkt. Mit dieser Methode wird bei tiefen Temperaturen für folgende Flüssigkeiten die Zerreißfestigkeit (eingeklammerte Zahlenwerte in at) bestimmt: Ar (10), He II (0,1), N₂ (8) und O₂ (14). Rühl.

11-209 **Joachim Palm und Klaus Thomas.** *Berechnung gekrümmter Biegefedern.* V. D. I.-Z. 101, 301-308, 1959, Nr. 8. (11. März.) (München.)

11-210 **A. Zaslavsky.** *Safety factor in structures in the elastic range without stress-load proportionality.* Bull. Res. Counc. Isr. 6C, 135-142, 1958, Nr. 2. (Febr.) (Haifa, Isr. Inst. Technol., Div. Struct. Engng.)

11-211 **Z. Hashin.** *Analysis of thin rectangular plates, which are loaded by transversal concentrated forces.* Bull. Res. Counc. Isr. 6C, 154, 1958, Nr. 2. (Febr.) (Haifa, Isr. Inst. Technol., Div. Mech.)

11-212 **A. Kornecki.** *On the membrane state of stress in a curved circular tube.* Bull. Res. Counc. Isr. 6C, 197-200, 1958, Nr. 3. (Aug.) (Haifa, Isr. Inst. Technol., Dep. Aeron. Engng.)

11-213 **Robert Wolkenstein.** *Wenig beachtete Probleme im Zahnradgetriebbau.* V. D. I.-Z. 101, 214-216, 1959, Nr. 6. (21. Febr.) (Wien.)

11-214 **Kurt Seeliger.** *Planetengetriebe in drehzahlveränderlichen Antrieben.* V. D. I.-Z. 101, 217-224, 1959, Nr. 6. (21. Febr.) (Barcelona.)

11-215 **Karl Bammert.** *Dampferzeuger, Dampfturbinen, Gasturbinen.* V. D. I.-Z. 101, 866-882, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Hannover.)

11-216 **Joseph Himpan.** *Raketentreibstoffe und ihre Leistungsbewertung.* V. D. I.-Z. 101, 719-721, 1959, Nr. 17. (11. Juni.) (Paris.)

11-217 **Karl Schäff und Karl-Heinz Krieb.** *Schwingungerscheinungen an Turbogeneratoren mit Stahlfundamenten. Teil II u. III.* V. D. I.-Z. 101, 55-62, 117-124, 1959, Nr. 2 (11. Jan.) u. 4. (1. Febr.)

11-218 **G. Niemann und M. Unterberger.** *Geräuschminderung bei Zahnradern.* V. D. I.-Z. 101, 201-212, 1959, Nr. 6. (21. Febr.) (München.)

11-219 **Walter Willms.** *Messung der Geräuschstärke in Kraftfahrzeugen und ihre Beurteilung.* V. D. I.-Z. 101, 1091-1096, 1959, Nr. 23. (11. Aug.) (Braunschweig.) Schön.

11-220 **P. V. K. Porgess and H. Wilman.** *The dependence of friction on surface roughness.* Proc. roy. Soc. (A) 252, 35-44, 1959, Nr. 1268. (7. Juli.) (London, Imp. Coll. Chem. Engng Dep., Appl. Phys. Chem. Surfaces Lab.) Vf. ermittelten den Reibungskoeffizienten μ für aufeinander gleitende Schmiergelflächen verschiedener Körnung. In dem Korngrößenbereich von 5 bis 150 μm hingen die μ -Werte praktisch nur von dem Verhältnis der mittleren Korndurchmesser ab und erreichten einen Kleinstwert von etwa 0,57 bei gleicher Korngröße auf beiden Flächen. Die gleiche Kurvenform für μ läßt sich theoretisch ableiten, wenn als Schmiergelflächenmodell quadratisch oder hexagonal angeordnete und sich berührende Kugeln zugrundegelegt werden und Energieverlust durch elastische Hysterese bei der Auf- und Abbewegung der Kugeln gegen ihre Einbettung angenommen wird. Zeigt man die theoretisch ermittelten Werte von den Meßwerten ab, so verbleibt ein konstanter Anteil des Reibungskoeffizienten von annähernd gleichem Betrag, wie er früher für die Reibung eines Schmiergelpflockchens auf einer polierten Fläche aus mineralischem Schmiergel gefunden wurde. Häsing.

1-221 **Hans Drescher.** *Zur Mechanik der Reibung zwischen festen Körpern.* V.D.I.-Z. 01, 697—707, 1959, Nr. 17. (11. Juni.) (Göttingen.) Schöhn.

1-222 **Georg Seitz.** *Der Beitrag von Otto Schmitz zur Lösung der innerballistischen Probleme. Zu seinem 80. Geburtstag.* Explosivstoffe 7, 23—28, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Braunschweig.) Durch Konstruktion der SCHMITZ-KRUPP-Bombe und wesentliche Verbesserung der Druckindikation hat OTTO SCHMITZ es ermöglicht, die Verbrennung in der Bombe unmittelbar auf die Verbrennung in der Waffe zu übertragen. Das SCHMITZ-
che Verfahren wird an einem vollständig durchgerechneten Beispiel erläutert.

Zobel.

1-223 **Hans Rumpff.** *Druckmessung als Grundlage der inneren Ballistik.* Explosivstoffe 7, 199—206, 1959, Nr. 10. (Okt.) (Bonn.) Es wird ein Überblick über die wichtigsten Methoden der Druckmessung gegeben. Dies geschieht nach folgender Einteilung: 1. Druckmessung mit mechanischen Indikatoren. 2. Druckmessung mit Rücklaufmessern und 3. Druckmessung mit elektrischen Indikatoren.

Zobel.

1-224 **A. A. Brisch, M. S. Tarassow und W. A. Zukerman.** *Elektrische Leitfähigkeit der Explosionsprodukte kondensierter Sprengstoffe.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1543—1550, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Leitfähigkeit der Explosionsprodukte in der Nähe der Front der Detonationswelle wurde bisher aus Messungen der Temperatur an der Front aus der thermischen Ionisierung zu 10^{-3} — $10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ geschätzt. Vfl. beobachteten dagegen schon 1947 bei der Detonation fester Sprengstoffe (Trinitrotoluol, Pentaerythrittritanitrat usw.), daß die gemessenen Leitfähigkeiten in der Nähe der Wellenfront um einige Größenordnungen höher sein können. In den folgenden Jahren entwickelten Vfl. eine Reihe von Methoden zur Messung der Leitfähigkeit der Detonationsprodukte und wandten sie auf verschiedene Sprengstoffe an, wobei sich Gesetzmäßigkeiten in der Abhängigkeit der Leitfähigkeit von Ladungsdichte und Druck an der Front sowie anderen Größen ergaben. Die Arbeit bringt eine Zusammenfassung der Eigenschaften dieser Registrierungsmethoden, der Meßergebnisse an und hinter der Detonationswellenfront; ferner werden die möglichen Ursachen für die hohe Leitfähigkeit gerade bei der Detonation kondensierter Sprengstoffe diskutiert. Die wichtigsten Verfahren sind eine elektromagnetische und eine Elektrokontakt-Methode. In der Nähe der Wellenfront ergaben sich Leitfähigkeiten von $0,1$ — $6 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$; mit der Entfernung von der Front nimmt die Leitfähigkeit ab. Steigt sich der Druck der Detonationsprodukte bzw. die Intensität der Detonationswelle, so wächst die Leitfähigkeit der Produkte. Es wird vermutet, daß die hohen Leitfähigkeiten außer auf thermischer Ionisation direkt auf hohen Dichten und Drücken an der Wellenfront beruhen.

Vogel.

VI. Akustik

1-225 **I. A. Urusovskii.** *Sound scattering by a sinusoidally uneven surface characterized by normal acoustic conductivity.* Soviet Phys.-Acoust. 5, 362—369, 1960, Nr. 3. (Febr.) Engl. Übers. aus: J. Acoust. SSSR 5, 355, 1959, Nr. 3.) (Moscow, Acad. Sci., Acoust. Inst.) Der Anwendbarkeitsbereich der klassischen Methoden (RAYLEIGH und KIRCHHOFF) zur Lösung des Problems der Streuung an unebenen Oberflächen hängt von der Gestalt der einfallenden Wellen ab. Vf. entwickelt eine Näherungsmethode zur Lösung des Problems für beliebige Wellenfelder vorgegebener Frequenz, wobei hinreichend große Neigung der Unebenheiten gegen die einfallenden Wellen vorausgesetzt wird. Im einzelnen wird das ebene Problem für sinusförmige Unebenheiten behandelt. Die Eigenschaften der Oberfläche werden durch eine endliche Leitfähigkeit charakterisiert, die sich längs der Oberfläche sinusförmig ändert. Der Fall der ideal harten Oberfläche wird besonders betrachtet.

Dämmig.

1-226 **J. S. M. Rusby.** *Measurements of the total acoustic radiation impedance of rigid stones in an array.* Nature, Lond. 186, 144—145, 1960, Nr. 4719. (9. Apr.) (Teddington, Middlesex, Admir. Res. Lab.) Kleine Kristall-Schwinger mit quadratischem Querschnitt, bestehend aus ADP-Kristallen auf Flintglas-Kolben, waren zu flächenhaft ausgedehnt.

ten Gruppen zusammengefaßt und wurden parallel geschaltet in Wasser betrieben. Die Resonanzfrequenzen der Systeme lagen bei 18 kHz. Als Ortskurve des akustischen Scheinleitwertes eines einzelnen Schwingers, gemessen nahe der Resonanzfrequenz, ergab sich nur dann ein Kreis, d. h. es lag nur dann eine konstante Strahlungsimpedanz vor, wenn der Swinger Teil einer Gruppe von zwei oder einer quadratischen Gruppe von vier Elementen war, wenn also für jeden der Swinger gleichartige Beziehungen zu dem sich ausbildenden Schallfeld bestanden. Für andere quadratische Anordnungen hing die Ortskurve des Scheinleitwertes von der Lage des Schwingers innerhalb der Gruppe ab, d. h. also von der verschiedenartigen Schallfeld-Rückwirkung.

Dämmig.

11-227 **E. Döring und W. Katzfey.** *Die Tonwiedergabe mit Lautsprechern.* V.D.I.-Z. 101, 1081-1090, 1959, Nr. 23. (11. Aug.) (Hannover.)

Schön.

11-228 **A. A. Anan'eva.** *Analysis of a piezoelectric piston-type radiator, ignoring internal losses.* Soviet Phys.-Acoust. 5, 239, 1959, Nr. 2. (Apr./Juni.) (Engl. Übers. aus: J. Acoust. SSSR 5, 241, 1959, Nr. 2.) Berichtigung. (Soviet Phys.-Acoust. 4, 227-236 1958, Nr. 3.) (Moscow, Acad. Sci., Inst. Acoust.) Die allgemeinen Berechnungen für piezoelektrische Strahler, die von ANDREEV durchgeführt wurden, werden für den Fall ein- und zweidimensionaler Abstrahlung spezialisiert. Es wird empfohlen, das Material des Strahlers durch das maximale Verhältnis von Wirk- zu Blindkomponente der elektrischen Impedanz zu kennzeichnen. Für schmalbandige Strahler muß ein Material mit großem piezoelektrischen Faktor, großer Dichte und großem Elastizitätsmodul gewählt werden.

Diestel.

11-229 **Robert T. Lagemann and C. Harry Knowles.** *Velocity of compressional waves in liquid hydrogen fluoride and some thermodynamic properties derived therefrom.* J. chem. Phys. 32, 561-564, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Nashville, Tenn., Univ., Dep. Phys. Astr.) Die Schallgeschwindigkeit in flüssigem HF wurde interferometrisch gemessen. Die Oszillator-Detektor-Anordnung ist skizziert und beschrieben. Zwischen +19 und -15°C stieg die Schallgeschwindigkeit von 443 auf 532 m/sec. Aus diesen Werten und denen für Dichte und spezifischer Wärme bei konstantem Druck c_p wurden im gegebenen Temperaturbereich die folgenden thermodynamischen Größen ermittelt: Koeffizient der Volumenexpansion 2,233 bis $2,273 \cdot 10^{-3}/^{\circ}\text{C}$, adiabatische Kompressibilität 530 bis $340 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dyn}$, isotherme Kompressibilität 587 bis $397 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dyn}$, Verhältnis der spezifischen Wärmen 1,108 bis 1,167.

M. Wiedemann.

11-230 **V. S. Nesterov.** *Viscous-inertial dispersion and attenuation of sound in a highly concentrated suspension.* Soviet Phys.-Acoust. 5, 344-351, 1960, Nr. 3. (Febr.) (Engl. Übers. aus: J. Acoust. SSSR 5, 337, 1959, Nr. 3.) (Moscow, State Univ., Acoust. Chair.) An einem Modell, bestehend aus kleinen, gleichmäßig in einer viskosen Flüssigkeit verteilten Zylindern, wird die Schallgeschwindigkeit in hochkonzentrierten Suspensionen qualitativ, für gewisse Bedingungen auch quantitativ berechnet. Durch die Verketzung der Viskosität der Flüssigkeit und der Massenträgheit der suspendierten Teilchen tritt Dispersion ein. Die Dichte der Suspension läßt sich komplex darstellen. Sie ist außer von den geometrischen und mechanischen Parametern auch von der Frequenz abhängig. Im Bereich tiefer Frequenzen entspricht die dynamische Dichte der statischen, im Bereich hoher Frequenzen ist sie kleiner als diese. Die Dämpfungskonstante ist bei tiefen Frequenzen dem Quadrat, bei hohen Frequenzen der Quadratwurzel aus der Frequenz proportional. — Die Theorie wird mit Ergebnissen seismometrischer Untersuchungen am Meeresgrund verglichen. Ferner wird darauf hingewiesen, daß damit z. B. auch Probleme der Schallausbreitung in porösen Absorbern und der Filtration einer konstanten Flüssigkeitsströmung durch Erdreich behandelt werden können.

Dämmig.

11-231 **P. W. Slobodskaja und E. S. Gassulewitsch.** *Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Relaxationszeit des Schwingungszustandes von Molekülen mit Hilfe eines Spektrophons. I. Präzisierung der Abhängigkeit zwischen der gemessenen Phasenverschiebung und der Relaxationszeit.* Opt. i Spektrosk. 7, 97-104, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Mit Hilfe einer kurz beschriebenen experimentellen Anordnung wurde festgestellt, daß der Zusammenhang zwischen der Relaxationszeit τ und der entsprechenden Phasenverschiebung

beziehung ψ durch $\operatorname{tg}\psi = \omega\tau$ (ω = Kreisfrequenz der Strahlungsflußunterbrechung) gegeben ist.

v. Keussler.

11-232 Martin Greenspan. *Rotational relaxation in nitrogen, oxygen and air.* J. acoust. Soc. Amer. **31**, 155-160, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Es werden Näherungsformeln für die Wellenfortpflanzungskonstante in zweiatomigen Gasen abgeleitet und Ergebnisse von Messungen der Schallgeschwindigkeit und der Dämpfung bei 11 MHz mitgeteilt, bei denen der Gasdruck zwischen etwa 1 und 760 mm Hg variiert wurde.

H. J. Rademacher.

11-233 F. Douglas Shields. *Measurements of thermal relaxation in CO_2 extended to 300°C .* J. acoust. Soc. Amer. **31**, 248-249, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Murfreesboro, Tenn., Middle Tenn. State Coll.) Kurze Mitteilung über Besonderheiten im Aufbau der neu entwickelten Meßapparatur und Angaben über Messungen zwischen etwa 30 und 300°C . Theorie und experimentelle Ergebnisse stimmen gut überein. Für den Schwingungsanteil der spezifischen Wärme existiert nur eine Relaxationszeit; sie beträgt bei 305°C $3,05 \cdot 10^{-6}$ sec.

H. J. Rademacher.

11-234 Wilhelm Maier, Karl Heinz Krebs und Joachim Stange. *Zur Theorie der Ultraschallabsorption durch Assoziations-Dissoziationsgleichgewichte in verdünnten Lösungen.* Z. phys. Chem. N. F. **23**, 210-223, 1960, Nr. 3/4. (Febr.) (Freiburg/Br., Univ., Phys. Inst.) Die Schallabsorption in Lösungen kleiner Konzentration eines assoziierenden Stoffes in einem inaktiven Lösungsmittel wird mit Hilfe der allgemeinen Theorie der Schallabsorption in einem Medium mit inneren Reaktionsfreiheitsgraden theoretisch untersucht. Dabei werden die miteinander gekoppelten Assoziations-Dissoziations-Gleichgewichte zwischen den verschiedenen Assoziationskomplexen berücksichtigt. Der Fall der linearen Kettenassoziation und die beiden Sonderfälle der reinen Dimer-Assoziation und der Dimer-Trimer-Assoziation werden ausführlich behandelt.

P. Rieckmann.

11-235 T. A. Litovitz and E. H. Carnevale. *Effect of pressure on ultrasonic relaxation in liquids. II.* J. acoust. Soc. Amer. **30**, 134-136, 1958, Nr. 2. (Febr.) (White Oak, Maryl., U. S. Naval Ordn. Lab.) Messung der Absorption in Essigsäure und Triäthylamin im Bereich von 14,9 bis 65,3 MHz und der Schallgeschwindigkeit bei 15 MHz. Bis zu einem Druck von 3280 kp/cm² bleiben die Relaxationsfrequenzen in beiden Flüssigkeiten druckunabhängig, was die Annahme bestätigt, daß die Verluste in Essigsäure von Störungen des Gleichgewichts zwischen monomerer und dimerer Form herrühren, bei Triäthylamin von Rotationseffekten. Da bei anderen Flüssigkeiten die Relaxationsfrequenzen druckabhängig sind, glauben Vf. mittels derartiger Untersuchungen auf den jeweiligen Relaxationstyp schließen zu können.

H. J. Rademacher.

11-236 Darrell H. Reneker. *Ultrasonic attenuation in bismuth at low temperatures.* Phys. Rev. (2) **115**, 303-313, 1959, Nr. 2. (15. Juli.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Study Met., Dep. Phys.) In Wismut wurde bei tiefen Temperaturen im Frequenzbereich von 12 bis 84 MHz die Abhängigkeit der Schallabsorption von der Magnetisierung untersucht. Die Messungen ergaben drei verschiedene Schwingungskomponenten und Sättigungsbereiche zwischen 5 und 1600 Oerstedt. Ferner wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem die FERMI-Geschwindigkeit bestimmt werden konnte. Mit Hilfe der mit diesem Verfahren gewonnenen Ergebnisse wurde die FERMI-Energie berechnet.

P. Rieckmann.

11-237 J. R. Neighbours and G. A. Alers. *Magnetic effects on shear wave attenuation in single crystal copper.* Phys. Rev. Letters **3**, 265-268, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Dearborn, Mich., Ford Motor Co., Sci. Lab.) Sauber orientierte [110]-Einkristalle werden bei der Temperatur des flüssigen He in ein senkrecht zu der in [110]-Richtung liegenden Fortpflanzungsrichtung orientiertes Magnetfeld gebracht, welches seinerseits entweder senkrecht oder parallel zur akustischen Polarisation liegt. Dabei werden in letzteren Falle, im Gegensatz zu neueren theoretischen Ergebnissen, Schwingungen im Verlauf der Dämpfung in Abhängigkeit vom Magnetfeld beobachtet. Die Messungen deuten ferner darauf hin, daß die effektive mittlere freie Weglänge der Elektronen von der Polarisation der Schallwelle, mit der sie in Wechselwirkung stehen, abhängt.

Zehler.

11-238 **E. A. Kamer.** Zur Theorie der Absorption von Ultraschall durch Metalle im starken Magnetfeld. I. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 212-218, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. untersucht die Oszillationen des Ultraschall-Absorptionskoeffizienten als Funktion des Magnetfeldes in Metallen bei tiefen Temperaturen. Sie treten bei verhältnismäßig schwachen Feldern mit $1 \leq kr \ll kl$ auf (r , l Bahnradius und freie Weglänge der Elektronen, k Wellenzahl der Schallwelle). Vf. versucht zu klären, welche Eigenschaften der FERMI-Fläche aus Absorptionsuntersuchungen im starken Magnetfeld ermittelt werden können. Der Absorptionskoeffizient α für Ultraschall wird für Felder mit $r \ll \lambda \ll 1$ berechnet (λ Schallwellenlänge). Es werden geschlossene Elektronenbahnen im Impulsraum bei beliebigem Dispersionsgesetz betrachtet. Im starken Feld erfährt α eine Sättigung, unabhängig davon, ob $n_1 = n_2$ oder $n_1 \neq n_2$ (n_1, n_2 Elektronen- und Löcherkonzentration). Bei einer Ausbreitung senkrecht zum Feld liegt der Sättigungswert um den Faktor $kl \gg 1$ höher als der Wert $\alpha = \alpha_0$ für $H = 0$, in allen anderen Fällen ist er vergleichbar mit α_0 . Ein Vergleich zwischen der Theorie und den Messungen von GALKIN und KOROLJUK (Ber. Nr. 1-227; 5-223) an Sn-Einkristallen in starken Magnetfeldern liefert gute Übereinstimmung. Vogel.

11-239 **S. B. Pikelner.** Über die Gravitationsdämpfung des Schalls. Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1827-1828, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Schallausbreitung im Schwerefeld wird gewöhnlich in linearer Näherung behandelt; dann ist nicht die Gravitation selbst, sondern der durch sie erzeugte Dichtegradient von Einfluß. Der Energiestrom durch eine Ebene oder Halbkugel bleibt konstant; das ergibt die Amplitudenänderung mit der Höhe. Vf. berücksichtigt in zweiter Näherung den von LANDAU-LIFSCHIZ (Mechanik der Kontinua, Moskau 1953, S. 308) erwähnten Zusammenhang zwischen Schallausbreitung und damit verbundem Materiestrom: Der Schall durchmischt die Atmosphäre und wendet dafür Arbeit auf, wenn die Atmosphäre konvektiv stabil ist. Dies führt zu einer Dämpfung eines Schallenergiestroms im Schwerefeld unabhängig von dessen Aufwärts- oder Abwärtsfortpflanzung. Vf. rechnet diesen Effekt für eine isotherme Atmosphäre durch, wobei die Gasbewegung im Schallfeld als adiabatisch, die Schallwelle als eben angenommen werden. Innerhalb der niedrigsten, quasihomogenen Atmosphärenschicht ist die Gravitationsdämpfung unwesentlich, in großen Höhen wächst sie exponentiell. Steigt die Temperatur mit der Höhe an, so nimmt der Effekt noch zu. Bei konvektiv indifferenter Schichtung verschwindet er. Eine Verletzung der Adiabasis des nach oben gerichteten Stroms schwächt den Dämpfungseffekt; hat das Element immer die Temperatur der Umgebung, so verschwindet die Durchmischungsarbeit. Unter astrophysikalischen Bedingungen, wo der Wärmetransport vorwiegend durch Strahlung erfolgt, ist dieser Typ der Gravitationsdämpfung daher wenig wirksam. Dies ist sehr wesentlich im Zusammenhang mit der großen Bedeutung der Schallwellen aus der Photosphäre für die hohe Temperatur der Chromosphäre und der Korona. Vogel.

11-240 **Josef Kolb.** Neue Ergebnisse in Physik und Anwendung des Ultraschalls. Acta phys. austr. **13**, 234-261, 1960, Nr. 2. (Innsbruck, Univ., Phys. Inst.) Zusammenfassende Übersicht über neue Ergebnisse der Ultraschallphysik sowie über neue Anwendungsmöglichkeiten des Ultraschalls in der Technik: 1. Herstellung des Ultraschalls. 2. Nachweismethoden und Meßverfahren. 3. Physikalische Bedeutung des Ultraschalls. 4. Anwendungen des Ultraschalls. Thoma.

VII. Optik

11-241 **Th. Neugebauer.** Berechnung der Vereinigung von zwei Photonen gleicher Frequenz an Materie mit Hilfe der Klein-Gordonschen Gleichung. Acta phys. hung. **10**, 221-239, 1959, Nr. 2. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Zur Behandlung des im Titel genannten Prozesses wird eine SCHÖDINGER-Gleichung benutzt, die durch Glieder ergänzt wurde, die der KLEIN-GORDON-Gleichung entstammen. Nach den Berechnungen des Vf. sollte der Nachweisversuch am zweckmäßigsten an ganz unsymmetrischen Molekülen, die eine möglichst scharfe Resonanzfrequenz besitzen, versucht werden. Uhlmann.

11-242 G. M. Garibian und I. J. Pomerantschuk. Über die Anwendbarkeitsgrenzen der Theorie der Übergangsstrahlung. *Sh. exp. teor. Fis.* **37**, 1828—1831, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Geht ein geladenes Teilchen von einem Medium in ein anderes über, so baut sich sein Feld um, so daß ein Teil des Feldes vom Teilchen als Übergangsstrahlung abgerissen wird; der Hauptteil dieser Strahlung wird im ultrarelativistischen Fall nach vorn emittiert. Beim Übergang vom Vakuum in ein Medium bleibt die spektrale Intensitätsverteilung der Übergangsstrahlung von optischen Frequenzen bis zur Grenzfrequenz $\nu_{gr} = (\sqrt{\sigma}/2) E/\mu c^2$ fast konstant ($\sigma = 4\pi Ne^2/m$, E und μ : Gesamtenergie und Ruhmasse des Teilchens). Hierbei ist wesentlich, daß die Übergangsstrahlung einer bestimmten Frequenz sich nicht sofort nach dem Passieren der Grenze vom Teilchen löst, sondern innerhalb einer gewissen Zeit: Es gibt eine Formierungszone des Übergangsquants. Innerhalb dieser Zone muß die Teilchenbahn geradlinig sein (Bedingung, unter der das Problem bisher behandelt wurde). Die Dicke der Formierungszone für ein Quant der Frequenz ω ist $(c/\omega)[(\mu c^2/E^2 + \sigma/2\omega^2)^{-1}$, sie kann also für manche Frequenzen beträchtlich sein, so daß die Mehrfachstreuung in einem Teil des Spektrums wesentlich wird. Damit wird der übliche Mechanismus der Übergangsstrahlung hinfällig. Der von Vff. abgeschätzte Einfluß der Mehrfachstreuung äußert sich so, daß vom Spektrum der Übergangsstrahlung alle Frequenzen oberhalb von $\omega_1 \ll \omega_{gr}$ abgeschnitten werden, weil in diesem Bereich die Kohärenz der Emission auf den einzelnen Bahnabschnitten verloren geht ($\omega_1 = (\sigma E/E_s)^{2/3} (L/c)^{1/3}$, $E_s = 21$ MeV, L Strahlungs-Längeneinheit); die Gesamtzahl der Übergangsquanten ändert sich dadurch kaum, im Gegensatz zur Bremsstrahlung, wo die Mehrfachstreuung die Emission harter Quanten nicht beeinträchtigt, zerstreut sie bei der Übergangsstrahlung stets gerade die Frequenzen in der Nähe der Grenzfrequenz. Da gleichzeitig mit der Übergangsstrahlung in der Materie auch Bremsstrahlung entsteht, untersuchen Vff. auch das Verhältnis beider Sorten von Quanten in den entsprechenden Frequenzbereichen; sie berücksichtigen dabei den Einfluß der Polarisation des Mediums und der Mehrfachstreuung auf die Bremsstrahlung. In allen Frequenzbereichen überwiegen, jedenfalls innerhalb der Formierungszone, die Übergangsquanten. Vogel.

11-243 Jacob Neufeld. Radiation produced by an electron beam passing through a dielectric medium. *Phys. Rev. (2)* **116**, 785—787, 1959, Nr. 4. (15. Nov.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Health Phys. Div.) Ein Elektronenbündel, das ein dielektrisches Medium durchdringt, kann eine Instabilität erzeugen, die von einem Anwachsen der Longitudinalwellen mit Geschwindigkeiten nahe der Bündelgeschwindigkeit begleitet ist. Für ein transparentes Dielektrikum tritt eine derartige Instabilität auf, wenn die Frequenz ω dieser Wellen die Bedingung $\omega_1^2 < \omega^2 < \omega_1^2 + \omega_0^2$ erfüllt, wo ω_1 die Frequenz der gebundenen Oszillatoren im Dielektrikum und ω_0 den Wert $(4\pi ne^2/m)^{1/2}$ bedeuten (n = Elektronendichte). Treten Inhomogenitäten auf, können diese Longitudinalwellen in Transversalwellen umgewandelt werden und strahlen in den Raum. Auf Grund dieses Mechanismus besteht die Möglichkeit eines Leuchteffekts bei „BOHRschen Frequenzen“, die sich von den VAVILOV-ČERENKOV-Frequenzen unterscheiden. Jörchel.

11-244 L. S. Bogdankevich und B. M. Bolotovskii. Motion of a charge parallel to the axis of a cylindrical channel in a dielectric. *Soviet Phys.-JETP* **5**, 1157—1163, 1957, Nr. 6. (15. Dez.) (Engl. Übers. aus: *J. exp. theor. Phys., Moskau* **32**, 1421—1428, 1957, Juni.) (Moscow, Acad. Sci., P. N. Lebedev Inst. Phys.) In einem homogenen isotropen Dielektrikum (ϵ_2) ist ein ebenfalls homogener und isotroper kreiszylindrischer Kanal (ϵ_1) eingeschlossen. Eine Punktladung durchquert den Zylinder achsenparallel, aber i. a. exzentrisch. Es wird ein allgemeiner Ausdruck für das Feld der ČERENKOV-Strahlung aufgestellt und für $\epsilon_1 = 1$, ferner für metallisches Außenmedium und schließlich für den Fall, daß nur für das Zylinderinnere die Bedingungen der ČERENKOV-Strahlung erfüllt sind, werden Energieverlust, die auf die Ladung radial wirkende Kraft und das Spektrum der Strahlung diskutiert. Schiske.

11-245 Rudolf Schlemmermeier. Geräte und Verfahren der Optik. V. D. I.-Z. **101**, 945—953, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Bonn.) Schön.

11-246 G. Schulz. Eine Interferenzmikroskop-Schaltung für Absolut-Untersuchungen im Auflicht. *Optik, Stuttgart* **17**, 25—33, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Berlin-Adlershof.) Es wird das

Prinzip eines Auflicht-Interferenzmikroskopes mit nur einem Objektiv angegeben, bei dem durch eine Unsymmetrie des Strahlenganges nur die Objektebene, nicht aber die Spiegelebene des Vergleichsstrahlenganges, scharf abgebildet wird, so daß Unebenheiten der Spiegelebene im Interferenzbild nicht in Erscheinung treten.

H. Böhme.

11-247 C. S. C. Tarbet and E. F. Daly. *Infrared vacuum spectrometer with prism/grating double monochromator.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 603-608, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Cambridge, Engl., Unicam Instrum.) Ein Ultrarotspektrometer mit NaCl-Prisma/Gitter-Doppelmonochromator und evakuierbarem optischen System wurde entwickelt. Die Monochromatoren sind gekoppelt mit linearer Wellenzahlsskala. Zwei auswechselbare Gitter, jeweils in einer Ordnung benutzt, überdecken den Bereich von 650 bis 3650 cm^{-1} . Banden im Abstand von 0,3 cm^{-1} bei 950 cm^{-1} können noch aufgelöst werden. Gitter- und auch Prismenwechsel erfolgt automatisch durch Drucktastenbetätigung. Um den Frequenzbereich zu erweitern, kann das Gerät auch mit dem Prismen-Monochromator allein betrieben werden. Der Beschreibung des Spektrometers wird eine theoretische Betrachtung über den Prisma/Gitter-Doppelmonochromator vorangestellt.

Klier.

11-248 John Strong and G. A. Vanasse. *Interferometric spectroscopy in the far infrared.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 844-850, 1959, Nr. 9. (Sept.) (Baltimore, Maryland, Johns Hopkins Univ., Lab. Astr., Phys. Meterol.) Eine neue Methode zur Gewinnung von Spektren aus Interferogrammen im fernen Ultrarot wird beschrieben und mit einem älteren, von MICHELSON stammenden Verfahren für das sichtbare Spektralgebiet verglichen. Abweichungen zwischen dem aus einer abgebrochenen FOURIER-Entwicklung abgeleiteten und dem wahren Spektrum werden diskutiert. Störungen, die auf das GIBBSSCHE Phänomen zurückzuführen sind, können durch ein auf RAYLEIGH zurückgehendes Verfahren eliminiert werden. Dies wird anhand eines H_2O -Spektrums im Bereich 8 bis 60 cm^{-1} (1250 bis 167 μ) illustriert.

Klier.

11-249 C. J. Parker and M. E. Nordberg jr. *Infrared transmittance at high temperature using a double-beam spectrophotometer.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 856-859, 1959, Nr. 9. (Sept.) (Corning, N. Y., Corning Glass Works.) Zum Perkin-Elmer-Ultrarotspektrometer Modell 21 wurde ein Hochtemperatur-Meßeinsatz entwickelt zur Durchlässigkeitsmessung von Gläsern und anderen Materialien bei Temperaturen zwischen 25° und 600°C. Um den Einfluß der Eigenstrahlung der Probe und des Ofens und der im Ofenbereich veränderten atmosphärischen Absorption zu eliminieren, sind vier Registrierungen erforderlich, aus denen die wahre Durchlässigkeit berechnet wird. Für eine Reihe von Gläsern werden Ergebnisse mitgeteilt.

Klier.

11-250 G. G. Petrasch. *Über die Wahl der Zerhackgeschwindigkeit, der optimalen Zeitkonstante und der Spaltbreite bei spektrometrischen Messungen.* Opt. i Spektrosk. **6**, 792 bis 797, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei den angestellten theoretischen Überlegungen wird von der Forderung des Minimalwertes der mittleren Fehlerquadratsumme ausgegangen und der Fall kleiner systematischer Verzerrungen behandelt. Die erhaltenen Ergebnisse lassen sich weitgehend auf Intensitätsverteilungen, Apparatefunktionen sowie charakteristische Parameter registrierender Systeme übertragen.

v. Keussler.

11-251 N. J. Kalitejewski, G. M. Malyscheff und M. P. Tschajka. *Ein lichtelektrisches Spektrometer mit Fabry-Perot-Interferometer.* Opt. i Spektrosk. **6**, 820-822, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Kurze Beschreibung. Die Platten des FABRY-PEROT-Interferometers sind mit dielektrischen reflektierenden Schichten (7 Schichten TiO_2 und SiO_2) versehen.

v. Keussler.

11-252 J. P. Schtschepetkin. *Über einige Möglichkeiten der Korrektion des senkrechten Astigmatismus bei Aufstellung im Rowland-Kreis. Vakuummonochromator mit Konkavgitter und Torus-Spiegel.* Opt. i Spektrosk. **6**, 822-825, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Zur Kompensation des durch das Konkavgitter hervorgerufenen Astigmatismusses wird die Verwendung eines sphärischen oder noch besser eines torischen Spiegels vor dem Eintrittspalt mit entsprechendem Einfalls- und Reflexionswinkel empfohlen, der gleichzeitig als Lichtkondensor dient.

v. Keussler.

1-253 **S. L. Berkowitsch, M. W. Gofren, M. W. Lobatscheff, T. K. Falk und D. J. Scharonoff.** *Lichtstarkes Spektrometer mit $\Delta\Phi C$ —12-Beugungsgittern.* Opt. i Spektrosk. 6, 824—826, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Kurze Beschreibung des Spektralphotometers mit einer Beleuchtungsvorrichtung für RAMAN-Aufnahmen. v. Keussler.

1-254 **G. N. Rassudowa und F. M. Gerassimoff.** *Beugungsgitter zur Trennung von Ordnungen im Spektrum.* Opt. i Spektrosk. 6, 826—827, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Als solche wurden Echelettegitter mit Maximalintensität in 1. Ordnung mit 50 bis 100 Strichen pro mm hergestellt. v. Keussler.

1-255 **W. A. Suboff, G. G. Petrasch und M. M. Ssuschtschinski.** *Einige Anwendungen eines hochdispergierenden Spektrometers zur Molekülanalyse der Kombinations-Streuungsspektren.* Opt. i Spektrosk. 6, 827—828, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Kurze Beschreibung einer Doppelstrahlanordnung mit Echelettegitter (600 Str./mm; geteilte Fläche 140 \times 150 mm²) zur Untersuchung der Linienkonturen und Bandenstruktur in RAMAN-Spektren. v. Keussler.

1-256 **A. K. Winogradowa und L. M. Iwantzoff.** *Raster-Beleuchtungsanordnungen mit zylindrischer Optik.* Opt. i Spektrosk. 6, 829—830, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Vorteile und Nachteile bei Abbildung durch solche Systeme auf den Spektrographenspalt werden diskutiert. v. Keussler.

1-257 **J. W. Peisachson.** *Optische Systeme zur Fokussierung infraroter Strahlung auf kleine Empfänger.* Opt. i Spektrosk. 6, 831—832, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei einem System aus einem Konkavspiegel mit Öffnung im Zentrum und einem Konvexspiegel kann durch geeigneten Abstand der Spiegel bzw. des Abstandes vom Spektrographenspalt sowohl die sphärische Aberration als auch das Koma korrigiert werden. v. Keussler.

1-258 **S. L. Agroskin und N. W. Koroleff.** *Mikroskop-Spektralphotometer.* Opt. i Spektrosk. 6, 832—833, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Zwei zusätzliche mikroskopische Anordnungen zur Untersuchung von Absorption bzw. Fluoreszenz kleiner Objekte im Sichtbaren und Ultraviolet werden beschrieben. v. Keussler.

1-259 **Kazuo P. Miyake.** *On the mounting of concave grating suitable for photoelectric-spectrometric use. I. Theoretical treatise.* J. appl. Phys., Japan 29, 87—95, 1960, Nr. 2. Febr.) (Orig. jap. m. eng. Zfg.) An Hand der BEUTLERSchen Formeln wird rechnerisch untersucht, unter welchen Bedingungen einwandfreie Gitterabbildung erhalten wird, wenn ein Konkavgitter um eine zu den Gitterstrichen senkrechte Achse gedreht werden soll, um die einzelnen Wellenlängen in eine vorgegebene feste Beobachtungsrichtung zu bringen. Solche z. B. für lichtelektrische Messungen am Gitter geeigneten Anordnungen lassen sich ableiten, wenn man die Bedingungen so wählt, daß die ω^2 - und ω^3 -Terme der BEUTLERSchen Gleichungen Null werden. Die bekannten EAGLE- und WADSWORTH-Aufstellungen sind Spezialfälle solcher Anordnungen. Für die günstigste Lage der Drehachse des Gitters für einen bestimmten Wellenlängenbereich bei gegebener Richtung des austretenden Lichtbündels werden Formeln angegeben. Leo.

1-260 **D. F. Eggers jr. and M. T. Emerson.** *Automatic slit drive for infrared spectrometers.* J. opt. Soc. Amer. 50, 11—13, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Seattle, Wash., Univ., Dep. Chem.) Schöñ.

1-261 **J. Čermák.** *Wavelength distribution of X-rays in the focus of a monochromator and an estimate of the influence of this distribution on precision measurements of lattice constants.* Czech. J. Phys. (B) 10, 215—224, 1960, Nr. 3. (Prague, Acad. Sci., Inst. Tech. Phys.) Die Wellenlängenverteilung im Brennpunkt eines fokussierenden Spektrometers vom JOHANSON-Typ wird unter vereinfachenden Annahmen über die Winkel- und Wellenlängenabhängigkeit des Emissionsvermögens der Röntgenquelle und des Reflexionsvermögens des Kristalls berechnet. Es ergibt sich, daß der Linienschwerpunkt sich mit der Kristallstellung verschiebt, so daß das Spektrometer für absolute Präzisionsbestimmung wenig geeignet ist. Schall.

11-262 T. N. Krylowa. *Interferenz-Lichtfilter mit dielektrischen Mehrfachschichten.* Opt. i Spektrosk. **6**, 784—787, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Durch Benutzung dielektrischer Mehrfachschichten (TiO_2 und SiO_2) anstelle halbdurchlässiger Metallschichten wurde eine Lichtdurchlässigkeit bis zu 80% bei geringer Bandbreite erreicht. Es wurden stabile Filter für das Gebiet 380—850 $\mu\mu$ erhalten. v. Keussler.

11-263 P. S. Sokolowa und T. N. Krylowa. *Interferenzfilter für das ultraviolette Gebiet des Spektrums.* Opt. i Spektrosk. **6**, 788—791, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Durch Auftragung dielektrischer Mehrfachschichten aus TiO_2 und SiO_2 auf Quarz wurden stabile Interferenzfilter für das Gebiet 250—400 $\mu\mu$ mit einer Durchlässigkeit von 80% im Maximum bei einer Halbwertsbreite des Durchlässigkeitsbereiches von 6—14 $\mu\mu$ erhalten. v. Keussler.

11-264 J. N. Schkljarewski. *Eine neue interferometrische Methode zur Messung der Dispersion von Flüssigkeiten.* Opt. i Spektrosk. **6**, 780—783, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Das Wesen der Methode besteht darin, daß die eine der den Interferenzraum begrenzenden verspiegelten Platten eine Stufe aufweist. Es werden die Wellenlängen und Ordnungszahlen ausfindig gemacht, bei denen entsprechend den beiden vor Einfüllung der Flüssigkeit interferometrisch bestimmten Schichtdicken Interferenz stattfindet. Die Methode ist frei vom Einfluß des Phasensprunges und kann sowohl im Sichtbaren als auch im Ultravioletten angewendet werden. v. Keussler.

11-265 Robert W. Astheimer and Eric M. Wormser. *High-speed infrared radiometers.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 179—183, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Stamford, Conn., Barnes Engng. Co.) Zwei Schnellregistrier-Radiometer zur quantitativen Intensitätsmessung ultraroter Strahlung bzw. Fern-Temperaturnessung werden beschrieben. Sie sind mit 4- bzw. 8-Zoll-CASSEGRAIN-Spiegeloptik und Thermistorempfängern ausgerüstet. Die zu messende Strahlung wird in raschem Wechsel mit der Strahlung eines im Gerät eingebauten schwachen Körpers bekannter Temperatur verglichen. Die Geräte sind verwendbar im Wellenlängenbereich 0,7 bis 35 μ , haben eine Zeitkonstante von 16 msec und eine Empfindlichkeit von etwa $10^{-10} W/cm^2$. Klier.

11-266 Stephen F. Jacobs. *Characteristics of infrared detectors.* Electronics **33**, 1960 Nr. 14, (1. Apr.) S. 72—73. (Norwalk, Conn., Perkin-Elmer Corp.) Für die verschiedenen Typen von Strahlungsempfängern (Thermoelemente, Bolometer, GOLAY-Zellen, Halbleiter-Photowiderstände, Photoelemente usw.) sind charakteristische Daten: langwellige Grenze, Ansprechempfindlichkeit („Detectivity“), Innenwiderstand, Zeitkonstante usw. in einer tabellarischen Übersicht zusammengestellt. Der spektrale Empfindlichkeitsverlauf der einzelnen Empfänger ist in Kurven veranschaulicht und der Rauschgrenze eines idealen Empfängers bei 300° K gegenübergestellt. Leo.

11-267 David F. Edwards and Martha J. Bruemmer. *Polarization of infrared radiation by reflection from germanium surfaces.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 860—861, 1959, Nr. 9 (Sept.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Willow Run Lab.) Es wurde festgestellt, daß der Polarisationsgrad ultraroter Strahlung in einem weiten Wellenlängenbereich nach der Reflexion an einem Germaniumspiegel unter dem Polarisationswinkel 76°14' mehr als 99% beträgt. Die Intensität der polarisierten Strahlung war etwa 40% der einfallenden unpolarisierten. Als weitere Vorteile gegenüber bisher gebräuchlichen Ultrarotpolarisatoren werden einfache Herstellung, Alterungsbeständigkeit und Unempfindlichkeit gegen intensive Bestrahlung angegeben. Klier.

11-268 R. Meier and H. H. Günthard. *Germanium polarizers for the infrared.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 1122—1123, 1959, Nr. 11. (Nov.) (Zürich, Switz., Swiss Fed. Inst. Technol., Org. Chem. Lab.) Es wird auf die Eigenschaft von Germaniumplatten hingewiesen, durchgelassene Ultrarotstrahlung im ganzen Steinsalzgebiet mit einem Polarisationsgrad von 91% (bei zwei hintereinander geschalteten Platten 97,5%) zu polarisieren, wenn Parallelstrahlung unter dem BREWSTER-Winkel 76° eingestrahlt wird. Ein entsprechend angefertigter Zweiplatten-Polarisator liefert eine durchgelassene Strahlung

mit einem vom obigen theoretischen Wert abweichenden Polarisationsgrad von 82%. Die Diskrepanz wird auf die Benützung konvergenter Bündel zurückgeführt.

Klier.

11-269 **O. P. Botschkowa, L. P. Rasumowskaja, S. E. Frisch und N. W. Tscherney-schewa.** Vereinfachte Methoden zur Spektralanalyse von Edelgasen auf Beimengungen. Opt. i Spektrosk. 6, 818-820, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Lichtfilter statt Spektralapparat, Entladung in einer Kapillare mit Außenelektroden, Intensitätsmessung mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers. Empfindlichkeit der Methode: 0,001%, Genauigkeit ca. 10%.

v. Keussler.

11-270 **J. I. Gerlowin und P. W. Slabodskaja.** Erhöhung der Genauigkeit der optisch-akustischen Methode zur Gasanalyse durch Verwendung von Küvetten mit mehrfachem Strahlungsdurchgang. Opt. i Spektrosk. 7, 105-112, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Auf Grund experimenteller Ergebnisse werden mit Hilfe rechnerischer Methoden Überlegungen über den Einfluß der effektiven Schichtdicke des Reflexionsvermögens der Spiegel und des Astigmatismusses der Strahlungsbündel angestellt. Beziehungen, die gestatten, die optimale Durchgangszahl zu ermitteln, werden angegeben und die Empfindlichkeit des Gasanalysators von der Gasmenge in der Vergleichsküvette wird festgestellt.

v. Keussler.

11-271 **Sir C. V. Raman.** Huyghens' principle and the diffraction of light. I. Theoretical considerations. Proc. Indian Acad. Sci. (A) 50, 83-90, 1959, Nr. 2. (Aug.) (Bangalore, Raman Res. Inst.) Durch Zurückgehen auf die wirklichen Ideen von HUYGHENS, die Zusammensetzung der Wirkung im Aufpunkt aus Partialwellen von den Grenzflächen-elementen des die Lichtausbreitung störenden Objekts, gelangt Vf. zu einem von der KIRCHHOFFSchen Beugungstheorie abweichenden Ergebnis, das er durch eigene experimentelle Nachprüfungen bestätigt findet.

Niehrs.

11-272 **J. W. Malitzoff.** Über die Lage der Extremwerte der Streufunktionen des Lichtes durch sphärische Teilchen. Opt. i Spektrosk. 7, 124-126, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Eine empirische Formel für die Lage der Extremwerte wird aufgestellt und mit den rechnerischen Ergebnissen anderer Autoren verglichen.

v. Keussler.

11-273 **C. Weaver, R. M. Hill and J. E. S. Macleod.** Phase changes on reflection from evaporated chromium films. J. opt. Soc. Amer. 49, 992-997, 1959, Nr. 10. (Okt.) (Glasgow, Scotl., Roy. Coll. Sci. Technol., Dep. Nat. Phil.) Über Chromschichten auf Glasunterlagen werden Schichten verschiedener Dicke aus Chrom und undurchsichtige Silberschichten aufgedampft und mittels interferentieller Dickenmessungen der Phasenprung als Funktion der Schichtdicke bestimmt. Der mit den effektiven optischen Konstanten berechnete Verlauf weicht von den Meßergebnissen ab. Zur Erklärung wird auf die inhomogene Struktur der Chromschichten hingewiesen.

H. Böhme.

11-274 **Zs. Csoma.** Über die Breite und Intensitätsverteilung der Compton-Linie. Acta phys. hung. 10, 451-454, 1959, Nr. 4. (Budapest, Univ. Techn. Wiss., Phys. Inst.) Die Halbwertsbreite der COMPTON-Linie bei einem Streuwinkel von 180° wird für die Mo K α -Linie nach DU MOND berechnet. Unter Zugrundelegung der Berechnungen von KONYA werden zwei Modelle für die Impulsverteilung der Elektronen am Streuzentrum benutzt: 1. das statistische Atommodell von GOMBAS. 2. Das statistische Atommodell von GOMBAS und LADÁNYI. Die berechneten Werte stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem experimentellen Wert überein.

Leisinger.

11-275 **Martin Günther.** Lichttechnik. V. D. I.-Z. 101, 994-1006, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) Hannover.)

11-276 **Erwin Basche.** Beispiele für die Beleuchtung von Zeichensälen. V. D. I.-Z. 101, 31-133, 1959, Nr. 4. (1. Febr.) (Hamburg.)

Schön.

11-277 **Mathias van Thiel and George C. Pimentel.** Matrix isolation studies. Infrared spectra of intermediate species in the photolysis of hydrazoic acid. II. J. chem. Phys. 32, 33-140, 1956, Nr. 1. (Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem.) Die Photolyse von

HN_3 in festem Stickstoff bei 20°K wurde durch Infrarotmessungen untersucht. Es wurden zwei neue Banden bei 1325 und bei 1290 cm^{-1} beobachtet, die bei der Photolyse von DN_3 um den Faktor $\sqrt{2}$ verschoben sind. Durch Wasserstoffbrücken oder Tautomerie der Stickstoffwasserstoffsäure können sie nicht gedeutet werden. Vlf. halten das Imin-Radikal NII_2 für wahrscheinlich, können aber Diimid N_2H_2 oder Azidamin NH_2N_3 nicht ausschließen.

M. Wiedemann.

11-278 Harold A. Papazian. *Nitrogen chained compounds as intermediates in the photolysis of solid HN_3 .* J. chem. Phys. **32**, 456-460, 1960, Nr. 2. (Febr.) (San Diego, Calif., Convair Sci. Res. Lab.) Festes HN_3 wurde bei der Temperatur des flüssigen Stickstoff ultraviolet bestrahlt. Die Photolyse lieferte NH , das durch seine Absorption bei 3400\AA nachgewiesen wurde. Es entwickelte sich fast nur N_2 . Temperatur und Druck wurden verfolgt und die entwickelten Gase massenspektrometrisch untersucht. NH und HN_3 setzen sich vermutlich zu Diiminohydrazin $\text{H}-\text{N}=\text{N}-\text{N}=\text{N}-\text{H}$ um, das teilweise zu $\text{H}-\text{N}=\text{N}$ dissoziiert, das für blaue Farbe und Paramagnetismus der festen Substanz verantwortlich ist. Triazen bildet sich aus $\text{H}-\text{N}=\text{N}$ und NH . Die Zersetzung von $\text{H}_2-\text{N}-\text{N}-\text{N}-\text{H}$ liefert NH_4N_3 . Die langkettigen N-Verbindungen zersetzen sich beim Erwärmen.

M. Wiedemann.

11-279 N. K. Bridge. *Transient species in the flash photolysis of halogens in solution.* J. chem. Phys. **32**, 945-946, 1960, Nr. 3. (März.) (Lemont Ill., Argonne Nat. Lab., Chem. Div.) Lösungen der Halogene, Br_2 oder J_2 , in $1\text{ n H}_2\text{SO}_4$, CCl_4 oder Hexan wurden einer Blitzphotolyse unterworfen. Es traten Zwischenprodukte auf, die sehr kurzlebig sind und unterhalb $330\text{ m}\mu$ stark absorbieren. Eine bleibende Änderung in den Lösungen wurde nicht oder so gut wie nicht hervorgerufen. Die Natur dieser vorübergehenden Species, vermutlich ein modifiziertes Halogen, angeregtes X_2^* oder X_3 , wird diskutiert.

M. Wiedemann.

11-280 R. Havemann und K. G. Reimer. *Die photochemische Reduktion des Thionins.* **4. Die Kinetik der bei der photochemischen Reduktion des Thionins durch Ferroionen ablaufenden Dunkelreaktion.** Z. phys. Chem. **211**, 26-39, 1959, Nr. 1/2. (Juni.) (Berlin, Humboldt-Univ., Phys.-Chem. Inst.)

11-281 R. Havemann und H. Pietsch. *Dasselbe. 6. Das photochemische Thionin-Hydroionensystem.* Ebenda S. 257-266, 1959, Nr. 5/6. (Sept.)

11-282 R. Havemann und H. Pietsch. *Dasselbe. 7. Das photochemische System Thionin-Ascorbinsäure.* Ebenda S. 267-273. (Berlin, Humboldt-Univ., Phys.-Chem. Inst.)

11-283 M. H. Bortner, Vincent D. Povard and Albert L. Myerson. *Actinometric determination of the dissociation of carbon dioxide by a single flash.* J. opt. Soc. Amer. **50**, 172-173, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Philadelphia, Penn., Gen. Electr. Co., Miss. Space Vehicle Dep., Aerosci. Lab.)

11-284 L. I. Grossweiner and E. F. Zwicker. *Free radicals from the flash photolysis of phenol.* J. chem. Phys. **32**, 305-306, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Chicago, Ill., Inst. Technol., Dep. Phys.)

11-285 Hideo Yamazaki and Shouju Shida. *Radiolysis and bond stability of squalane.* J. chem. Phys. **32**, 950-951, 1960, Nr. 3. (März.) (Tokyo, Jap., Inst. Technol., Lab. Phys. Chem.)

Schön.

11-286 O. J. Seman. *Über eine Eigenschaft der Bildkrümmung bei kurzen Linsen einer Elektronenoptik.* Opt. i Spektrosk. **7**, 411-415, 1959, Nr. 4. (Orig. russ.) Durch theoretische Betrachtungen wird die Korrigierbarkeit und Nichtkorrigierbarkeit der meridionalen Bildkrümmung diskutiert.

v. Keussler.

11-287 L. A. Shapunov, S. I. Krichmar and E. G. Sumbaev. *Photoelectric instrument for luminescence determinations.* Sh. fis. Chim. **34**, 182-183, 1960, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) (Dneproprodzerjinsk.) Beschreibung einer hochempfindlichen photometrischen Meßanordnung mit 1/4stufigem Sekundärelektronenvervielfacher. Ein genauer Schaltplan mit Dimensionierung der einzelnen Bauteile ist beigegeben (nach Zfg.).

Leo.

-288 **Hartmut Kallmann.** *Theory of fluorescence time constant measurements in liquid and rigid solutions.* Phys. Rev. (2) **117**, 36-38, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (New York, N. Y., New York Univ., Dep. Phys.)
Bandow.

-289 **H. P. Broida and R. W. Nicholls.** *Phosphorescence of nitrogen and nitrogen-argon deposited films at 4,2° K.* J. chem. Phys. **32**, 623-624, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Washington, C., Nat. Bur. Stand.) Niederschläge aus festem Stickstoff oder Stickstoff-Argon von 1-1 mm Dicke auf Cu bei 4,2° K wurden mit verschiedenen Lichtquellen und Filtern 1-60 sec lang bestrahlt. Licht mit 2000 bis über 10000 Å erzeugte Phosphoreszenz, die s Reanregung des üblichen Nachleuchtens aufgefaßt werden kann.

M. Wiedemann.

-290 **Horst Rammensee und Valentin Zanker.** *Beitrag zum Zusammenhang zwischen Lichtabsorption, Abklingzeit und absoluter Fluoreszenzquantenausbeute bei organischen Farbstoffmolekülen.* Z. angew. Phys. **12**, 237-240, 1960, Nr. 5. (Mai.) (München, T. H., Phys.-Chem. Inst.) An Acridinderivaten werden unter Variation der Konzentration, der Lösungsmittel und der Temperatur die folgenden Größen gemessen: mittlere Lebensdauer des Anregungszustandes (A. SCHMILLEN), \bar{v} Wellenzahl des Schwerpunktes der Absorptionsbande, integrale Absorption zwischen 400 und 700 nm = $\int \epsilon(\bar{v}) d\bar{v}$, absolute Quantenausbeute der Lumineszenzerregung η_α ; Vergleichsstandard MgO. Rüfung der Formel $K = \tau \bar{v}^2 / \eta_\alpha \int \epsilon(\bar{v}) d\bar{v} = \text{const}$ (R. LADENBURG, 1914). Diskussion der T. noch erheblichen Meßfehler. Berücksichtigung der Reabsorption und der Sekundärphosphoreszenz und der Brechzahl der Lösungen. Große Tabelle der Einzelergebnisse. K liegt allgemeinen zwischen 25 und $50 \cdot 10^5$. Bei diesen Molekülen ist anzunehmen, daß das Phosphoreszenzlicht aus dem niedrigsten Anregungszustand ausgestrahlt wird. Deutungsversuche für Abweichungen der K-Werte: Bildung von Assoziaten, die phosphoreszenzhig sind, z. B. bei Acridinorange; vielleicht phosphoreszieren bevorzugt die Dimeren.

Bandow.

-291 **A. F. Prichodjko und I. J. Fugol.** *Die Lumineszenz von Stilbenkristallen bei 7° K.* Opt. i Spektrosk. **7**, 35-43, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Lumineszenz und Lichtabsorption von Stilbenkristallen wurden bei 20° K untersucht und ein Zusammenhang der Lumineszenzspektren mit schwachen Linien in der Nähe der Eigenabsorption der Kristalle festgestellt. Bei Erwärmung und nachfolgender Abkühlung der Kristalle wurden Änderungen in den Spektren festgestellt, die auf einen Zusammenhang des Leuchtens organischer Kristalle mit Störungen des Gitters zurückgeführt werden.

v. Keussler.

-292 **W. Treibs und M. Scholz.** *Über die Fluoreszenz des Azulenium-Ions.* Z. phys. Chem. **212**, 118-121, 1959, Nr. 1/2. (Okt.) (Leipzig, Univ., Inst. org. Chem.) Die Spektren von acht Azulenen werden aufgenommen; Lösungsmittel: 60%ige H_2SO_4 . Die durch 3650-3650 erregten Fluoreszenzspektren zeigen keine Struktur. Das Maximum liegt in dem Bereich von 455-535 m μ . Die Intensität nimmt mit wachsender Zahl der Alkylsubstituenten zu.

Bandow.

-293 **N. A. Androwa, W. N. Andrejeff, M. M. Koton, J. N. Panoff und N. S. Mussaleff.** *Optische und Sintillations-Charakteristiken der Verbindungen der Oxydiazol-Reihe.* Opt. i Spektrosk. **7**, 128-129, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Intensitätsverteilungen in Absorptions- und Lumineszenzspektren werden wiedergegeben.

v. Keussler.

-294 **M. Avinor.** *Visible emission of nickel-activated CaS.* J. chem. Phys. **32**, 621 bis 622, 1960 Nr. 2. (Febr.) (Eindhoven, Netherl., Philips Gloeilampenfabr., Res. Lab.) Aktivierung von CaS durch Ni soll rote Lumineszenz ergeben (LENARD-SCHMIDT-MASCHEK in Wien-Harms, Handb. d. Exp. Physik, Bd. 23, Springer-Verlag 1928, 331). Nachprüfung durch den Vf. ergibt, daß nur Doppelaktivierung Ni - Cu zu zweiten Emissionsbanden (680 und 585 m μ). Unter den möglichen Deutungen: Cu erneuert den Einbau des (als lumineszenzfähig angesehenen) dreiwertigen Ni.

P. Brauer.

-295 **S. Nikitine et R. Reiss.** *Tentative d'interprétation des raies de photoluminescence de l'iode cuivreux aux basses températures.* J. Phys. Radium **20**, 718-719, 1959, Nr. 7.

(Juli.) (Strasbourg, Inst. Phys., Lab. Spectrosc. Opt. Corps Solide.) Es wird versucht, die früher (1956) von VII. bei 77 und 1°K gemessenen Emissionsspektren des CuJ in Zusammenhang mit den bei denselben Temperaturen beobachteten Absorptionsspektren (Wellenlängenbereich 3950 bis 4300 Å) zu bringen und das Energieschema für den Emissionsprozesse aufzustellen. Rühl.

11-296 G. P. Balin. *Der Einfluß der Ultraviolettbestrahlung und der Temperatur auf die Lumineszenz der Phosphore CdJ₂—MnCl₂ und CdJ₂—MnCl₂—PbJ₂.* Opt. i Spektrosk. 760—763, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Abklingungskurven der Intensität der roten Bande bei 675 mµ bei durch Einbau von MnCl₂ und PbJ₂ aktivierten Phosphoren auf CdJ₂-Basis mit schichtiger Kristallgitterstruktur wurden bei verschiedener Aktivatorkonzentration aufgenommen. Das Dunkelwerden bei Bestrahlung mit UV-Licht der Wellenlänge 365 nm sowie der gemeinsame Einfluß von UV-Bestrahlung und Temperatur wurden untersucht.

v. Keussler.

11-297 J. M. Popoff. *Die Abhängigkeit der in Energieniveaus verschiedener Tiefe gespeicherten Lichtsumme von der Anregungsdichte.* Opt. i Spektrosk. 6, 764—768, 1958, Nr. 6. (Orig. russ.) Das Modell eines Phosphors mit zwei verschiedenen tiefen Einfangniveaus wird einer theoretischen Betrachtung unterzogen.

v. Keussler.

11-298 J. M. Popoff und W. P. Schabanski. *Der Einfluß der strahlunglosen Rekombination auf die Sättigung bei Kathodenlumineszenz.* Opt. i Spektrosk. 6, 769—775, 1958, Nr. 6. (Orig. russ.) Für eine Anzahl Teilchen im Leitungsband und in den Einfangniveaus werden kinetische Gleichungen aufgestellt und gelöst und die Ergebnisse interpretiert.

v. Keussler.

11-299 J. K. Pljawiw. *Über die Kinetik der Photo- und γ -Lumineszenz in einigen durch Tl aktivierte Alkali-Halid-Kristallen.* Opt. i Spektrosk. 7, 71—77, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Durch Aufnahme von Abklingkurven wurden die Abklingzeiten der Photo-lumineszenz bei NaJ—Tl, KJ—Tl, CsJ—Tl und KCl—Tl, der γ -Lumineszenz bei NaJ—Tl und KJ—Tl und CsJ—Tl in Abhängigkeit von der Temperatur im Temperaturbereich +100°——160°C untersucht. Es wurde festgestellt, daß zwischen dem Logarithmus der Abklingzeit und der reziproken Temperatur ein linearer Zusammenhang besteht.

v. Keussler.

11-300 N. N. Kristofel. *Quantenmechanische Berechnung des Lumineszenzzentrums KCl—Tl.* Opt. i Spektrosk. 7, 78—82, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Mit Hilfe der vom Verfasser angegebenen quantenmechanischen Methode wurden die adiabatischen Potentiale und spektralen Charakteristiken des Lumineszenzzentrums von KCl—Tl berechnet. Es wird gezeigt, daß die Ergebnisse sich in guter Übereinstimmung mit den vorliegenden experimentellen Daten befinden.

v. Keussler.

11-301 J. P. Schapiro. *Lumineszenz der Alkali-Halid-Verbindungen mit Beimengungen von Uraniylsalzen.* Opt. i Spektrosk. 7, 126—128, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Mikrophotogramme der Lumineszenzspektren von NaCl bei verschiedenen Konzentrationen einer [(NH₄)₂UO₂(SO₄)₂ · RH₂O]-Beimengung wurden bei Zimmertemperatur und bei Temperatur der flüssigen Luft aufgenommen. Die Leuchtdauer wurde als von der Größenordnung 10⁻⁴ sec bestimmt und lichtelektrische Leitfähigkeit im Gebiet 230—800 nm festgestellt.

v. Keussler.

11-302 Kikusaburo Osada. *Thermoluminescence of zinc sulfide phosphors.* J. phys. Soc. Japan 15, 145—149, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Nagoya, Univ., Fac. Engng.) Mit Hilfe der von BOOTH [Canad. J. chem. 32, 214, 1954] abgeleiteten Gleichungen können aus der Lage der Maxima von zwei Glow-Kurven, die für ein und denselben Phosphor bei unterschiedlichen Aufheizgeschwindigkeiten (grd · s⁻¹) aufgenommen worden sind, der energetische Abstand E der Haftterme vom Leitfähigkeitsband und der Frequenzfaktor s berechnet werden; „no retrapping“ wird vorausgesetzt. Wenn die Aufheizgeschwindigkeiten monoton abnehmen, so ändern sich nach OSADA die von BOOTH angegebenen Gleichungen nur insofern, als an die Stelle der konstanten Aufheizgeschwindigkeiten Aufheizgeschwindigkeiten im Maximum der Glow-Kurven treten. — Mit einer näher beschriebenen Meßanordnung hat nun OSADA die Glow-Kurven von verschiedenen ak-

erten ZnS-Phosphoren aufgenommen. Die Auswertung ergab, daß der Frequenzfaktor mit steigender Hafttermtiefe anwuchs. Für $E \approx 0,2$ eV fand OSADA z. B. einen Frequenzfaktor $s \approx 1 \cdot 10^5$ s⁻¹ und für $E \approx 0,6$ eV einen Frequenzfaktor in der Größenordnung von 10^{10} s⁻¹. Seiwert.

303 **Sanford Lipsky and Milton Burton.** *Comparison of high-energy and ultraviolet-irradiation-induced luminescence in liquid systems.* J. chem. Phys. **31**, 1221—1226, 1959, 5. (Nov.) (Notre Dame, Ind., Univ., Dep. Chem.) Messung der durch UV (meistens 2537) oder durch γ -Strahlen von ⁶⁰Co erregten Lumineszenz in Abhängigkeit von der Konzentration. Lösungen: 1,6-Diphenylhexatrien in Benzol, p-Terphenyl in Benzol und Toluol. Löscher: Brombenzol. O₂ wird nicht entfernt. Der Parameter Q (ein Maß der Energieübertragung, KALLMANN, FURST, 1950/52) hängt nicht von der Art der erregenden Strahlen ab. Die Löschwirkung ist in den Terphenyllösungen bei Erregung mit γ -Strahlen größer. Hg-3130 erregt Terphenyl primär, nicht sekundär über das Lösungsmittel. Die primäre Lumineszenz wird durch Brombenzol nicht gelöscht; γ (proportional Q) < 2 l/Mol. Bei anderen Lösungen erreicht γ z. T. über 100 l/Mol. — Die Ergebnisse sprechen gegen einen Energieaustausch mit Übertragung von Ladungen. Sie passen zu einer Vorstellung, daß im Lösungsmittel kleine geordnete Bereiche bestehen, in denen ein Citon frei beweglich ist. — Vgl. Ber. **35**, 555, 1956; **36**, 577, 1957. Bandow.

304 **S. P. McGlynn, J. D. Boggus and E. Elder.** *Energy transfer in molecular complexes. The anthracene-sym-trinitrobenzene complex.* J. chem. Phys. **32**, 357-361, 1960, Nr. 2. (Baton Rouge, Louis., Univ., Coates Chem. Lab.; Tallahassee, Flor., Univ., Dep. Chem.) Das Emissionsspektrum des Komplexes Anthracen-Trinitrobenzol in fester Lösung in einem Diäthyläther-Isopentan (1:1) Glas bei 77°K wurde untersucht und mit den Spektren von Anthracen in diesem Glas und in Diäthyläther-Isopentan-Alkohol (5:2) verglichen. Zur Anregung dienten IIg-Linien und verschiedene Filter. Die Lumineszenz enthielt zwei Elektronenübergänge: die Umkehr der E \leftarrow N Ladungsübertragung-Absorption des Komplexes und eine Phosphoreszenz, die als T \rightarrow S-Prozeß des Komplexes aufgefaßt wird, der im wesentlichen auf der Anthracenkomponente lokalisiert ist. Von der gleichen Emission des reinen Anthracens unterscheidet er sich nur wenig durch eine Verschiebung, Verkürzung der Lebensdauer, undeutliche Schwingungsstruktur. Schwingungsanalysen der einzelnen T \rightarrow S-Spektren sind angegeben.

M. Wiedemann.

305 **I. Ketskeméty.** *Über die sensibilisierte Fluoreszenz von Mischlösungen.* Acta phys. hung. **10**, 429—439, 1959, Nr. 4. (Szeged, Univ., Inst. Exp.-Phys.) Die phänomenologische Theorie der Sekundärfluoreszenz wird für den Fall von Mischlösungen verfeinert, in denen zwei fluoreszierende Stoffe vorliegen, in denen also eine Sensibilisierung auftreten kann. Die Entwicklung der analytischen Ausdrücke wird ausführlich dargegeben. Es soll eine Entscheidung darüber möglich sein, auf welchem der beiden Mechanismen der Energieübertragung — quantenmechanische Resonanz und Strahlung — die Sensibilisierung beruht. — Anwendung auf Lösungen von Trypaflavin und Rhodamin in Aethanol mit 10⁻³ Mol HCl/l. Erregung mit 436 nm. Der Resonanzeffekt ist wesentlich beteiligt. Bandow.

VIII. Wärme-Thermodynamik

306 **N. Kurti.** *The absolute temperature scale at low temperatures.* Z. phys. Chem. (NF) 281—291, 1958, Nr. 3/6. (Juni.) (Oxford, Clarendon Lab.) Die thermodynamischen Grundlagen der Temperaturskala werden unter besonderer Würdigung der Arbeiten von DÖN zusammenfassend besprochen. Im einzelnen sind folgende Themen näher behandelt: Experimente von SIMON und LANGE (1932) an festem Wasserstoff, die absolute Temperatur unterhalb 1°K, Bestimmung der Entropie, kalorimetrische Messung der Enthalpie und magnetische Bestimmung der Enthalpie. Rühl.

11-307 H. J. Fink. *A new absolute noise thermometer at low temperatures.* Canad. J. phys. **37**, 1397-1406, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Vancouver, B. C., Univ., Dep. Phys.) Zur Messung der absoluten Temperatur benutzt Vf. die thermisch bedingten Spannungsschwankungen (Rauschspannungen), die entlang eines Widerstandes auftreten. Brauchbare Widerstandsorten und Schaltungen sind mitgeteilt. Das hier beschriebene Rauschthermometer ist zur Messung unterhalb 140° K geeignet und liefert die Normalsiedepunkte von O₂ und N₂ absolut auf 0,2% genau. Im Bereich des flüssigen Heliums kann zunächst mit einer Genauigkeit von 1% gerechnet werden. Rühl.

11-308 H. van Dijk. *Nouveaux calculs des points fixes importants dans le domaine des basses températures.* P. V. Com. int. Poids Mes. (2) **26-A**, T 61-T 66, 1959. (S. B.) Unter Zugrundelegung des Eispunktes T₀ = 273,15° K und unter Berücksichtigung aller bisherigen Messungen gelangt Vf. zu folgenden Werten für die drei thermometrischen Fixpunkte: Normalsiedepunkt von O₂: 90,168° K; von H₂: 20,378° K und von He: 4,215° K. Rühl.

11-309 Robert L. Altman. *Thermodynamic properties of C₂.* J. chem. Phys. **32**, 615-619, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Min. Technol.) Aus den spektroskopischen Daten für die Zustände ¹Σg⁺, ³Π u, ³Σg, ¹Π u wurden die thermodynamischen Funktionen von C₂, spezifische Wärme, Enthalpie, Freie Energie und Entropie im Bereich 100-5000° C ermittelt. Die Ergebnisse werden mit denen anderer Autoren verglichen und die Sublimationswärmen nach dem zweiten Gesetz zu 194,2 und nach dem dritten zu 196,9 für C₂ erhalten. M. Wiedemann.

11-310 D. Papoušek. *Thermodynamic properties of CS₂, CSO, CSe₂ and SCSe from vibrational and structural data.* Z. phys. Chem. **211**, 361-364, 1959, Nr. 5/6. (Sept.) (Brno, CSSR, Univ., Inst. Theor. Phys. Chem.)

11-311 D. Pnueli. *Some thermodynamic properties of freon-12.* Bull. Res. Coun. Ind. **60**, 203-204, 1958, Nr. 3. (Aug.) (Haifa, Isr. Inst. Technol.) Schönl.

11-312 Norman E. Phillips. *Heat capacity of aluminum between 0,1° K and 4,0° K.* Phys. Rev. (2) **114**, 676-685, 1959, Nr. 3. (1. Mai.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem. Radiat. Lab.) Die spezifische Wärme von Al wird im Temperaturbereich zwischen 0,1 und 4° K gemessen. Im normalleitenden Zustand können die Ergebnisse durch die bekannte Beziehung C_n = γT + βT³ mit γ = 1,35 · 10⁻³ J/mol grd² und einem Wert von β der einer DEBYE-Temperatur von 427,7° K entsprechen, wiedergegeben werden. Im supraleitenden Zustand ist für 0,25 < T/T_c < 0,5 der Elektronenanteil durch C_{es} = T_c^{1.7} · exp(-1,34 T/T_c) mit T_c = 1,163° K anzunähern. Unterhalb T = 0,25 T_c folgt die gemessene C_{es} nicht mehr dem Exponentialgesetz. Solche Abweichungen würden den neueren Supraleitungstheorien, die eine Lücke im Elektronenenergiespektrum zu Grundlage haben, widersprechen. Rühl.

11-313 Norman E. Phillips. *The heat capacity of copper and aluminum between 0,3° and 4,2° K.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 414-417. (Berkeley, Calif., Univ.) Die spezifische Wärme C von Kupfer und Aluminium folgt der Beziehung C = γT + βT³. Bei Al fällt C im supraleitenden Zustand bis herab zu 0,55° K langsamer, als dem T³-Gesetz entsprechen würde, unterhalb 0,55° K jedoch wesentlich rascher. Rühl.

11-314 P. H. Keesom and C. A. Bryant. *Contribution of the nucleus to the specific heat of rhodium.* Phys. Rev. Letters **2**, 260-261, 1959, Nr. 6. (15. März.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ.) Die Messungen der spezifischen Wärme an einer polykristallinen Re-Probe lassen sich sowohl im normalleitenden, als auch im supraleitenden Zustand nur durch Funktionen wiedergeben, die zusätzlich zum bekannten Elektronen- und Gitteranteil ein Glied mit T⁻² enthalten. Der Koeffizient dieses T⁻²-Terms beträgt A₀ = 0,0522, 0,002 mJ · grd/mol und in einem Feld von rund 1000 Oe 0,06 mJ · grd/mol, ist also nur sehr wenig empfindlich auf ein angelegtes Magnetfeld. Eine Abschätzung der Wechselwirkung zwischen elektrostatischem Kernquadrupolmoment und elektrischem Kristalfeld führt zu guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Rühl.

—315 **G. Seidel and P. H. Keesom.** *Nuclear specific heat of gallium and zinc.* Phys. Rev. Letters **2**, 261-262, 1959, Nr. 6. (15. März.) (Leiden, Netherl., Univ., Kamerlingh Onnes ab.; Lafayette, Ind., Purdue Univ.) Vff. diskutieren unter Berücksichtigung neuerer Quadrupolresonanzspektren die früher von SEIDEL und KEESEM, PHILLIPS und ZAVATZKII (1958) veröffentlichten Ergebnisse der Messungen der spezifischen Wärme von Ga und Zn. Danach ist der Kernanteil zur spezifischen Wärme in dem in Frage kommenden Temperaturbereich nicht entscheidend. Die Konstanten der früher für den Elektronenanteil empirisch bestimmten Exponentialfunktionen werden neu berechnet, ändern sich jedoch ebenfalls nur wenig. Die von PHILLIPS beobachtete kleine Abweichung vom Exponentialverlauf bei Zn wird allerdings durch die Kern-Kristallfeld-Wechselwirkung erklärbar sein.

Rühl.

—316 **C. A. Bailey and P. L. Smith.** *Specific heats of ammonium, potassium and sodium chloroiridates.* Phys. Rev. (2) **114**, 1010, 1959, Nr. 4. (15. Mai.) (Oxford, Engl., Clarendon ab.) Im Temperaturbereich zwischen 1,5 und 20°K wird die spezifische Wärme von $(\text{NH}_4)_2\text{IrCl}_6$, K_2IrCl_6 und $\text{Na}_2\text{IrCl}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ gemessen. Sie zeigt bei allen drei Salzen eineartige Anomalie, deren Maximum in der obigen Reihenfolge der Substanzen bei 2,15, 0,05 bzw. 3,95°K liegt und mit der Temperatur übereinstimmt, bei der die Suszeptibilität weils am steilsten abfällt, womit wahrscheinlich ein antiferromagnetischer Übergang verbunden ist.

Rühl.

—317 **W. K. Robinson and S. A. Friedberg.** *Specific heats of $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ and $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ between 1,4° and 20°K.* Phys. Rev. (2) **117**, 402-408, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) An beiden Substanzen konnten Umwandlungen weiter Ordnung, die wahrscheinlich mit antiferromagnetischen Übergängen verbunden sind, beobachtet werden. Die Übergangstemperatur für $\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ betrug 5,34°K und für $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$: 2,29°K. Der magnetisch bedingte Anteil zur spezifischen Wärme wurde ermittelt und daraus der entsprechende Beitrag zur Entropie berechnet.

Rühl.

—318 **R. M. Stanton, L. D. Jennings and F. H. Spedding.** *Heat capacity of terbium from 4 to 4,0° Kelvin.* J. chem. Phys. **32**, 630-631, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ames, Ia., Univ. Sci. technol., Inst. Atom. Res., Dep. Chem.) Die Wärmekapazität von Terbium wurde im Bereich 1,4-4,0°K gemessen und eine Anomalie, ein ausgeprägtes Maximum, bei 2,4°K gefunden. Möglicherweise röhrt dieses von einer nichtmetallischen Beimengung, etwa einem Oxyd her, das eine magnetische Ordnungstemperatur von 2,4°K hat. Die Aufteilung der Wärmekapazität bei den seltenen Erden in den Elektronen-, Gitter- und magnetischen Anteil wird diskutiert.

M. Wiedemann.

—319 **A. H. Cooke, D. T. Edmonds, F. R. McKim and W. P. Wolf.** *Magnetic dipole interactions in dysprosium ethyl sulphate. I. Susceptibility and specific heat between 20 and 77°K.* Proc. roy. Soc. (A) **252**, 246-259, 1959, Nr. 1269. (Oxford, Univ., Clarendon Lab.) Die gefundene Anomalie in der spezifischen Wärme und die Abweichungen vom CURIEschen Gesetz können zusammen mit früheren optischen Untersuchungen von BECQUEREL (1936) in befriedigender Weise durch die magnetische Dipol-Wechselwirkung der ein sehr starke effektives Moment besitzenden Dy^{3+} -Ionen erklärt werden.

Rühl.

—320 **Henry E. Wirth, John H. Wood and John W. Droege.** *Low temperature heat capacities and thermodynamic functions of hydrous sodium palmitate.* J. phys. Chem. **63**, 149-152, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Columbus, Ohio State Univ., Cryogenic Lab., Dep. Chem.; Syracuse, N. Y., Univ., Dep. Chem.) Die Messungen wurden bei Temperaturen zwischen 5 und 300°K an der β - und ϵ -Phase mit verschiedenem Wassergehalt durchgeführt. Nur bei der ϵ -Phase mit 0,715% H_2O ist eine Umwandlung erster Ordnung zu beobachten.

Rühl.

—321 **E. G. King.** *Low-temperature heat capacities and entropies at 298, 15°K of crystalline lead metasilicate, lead orthosilicate and cadmium metasilicate.* J. amer. chem. Soc. **81**, 799-800, 1959, Nr. 4. (20. Febr.) (Berkeley, Calif., Bureau Mines, Minerals thermodyn. Exper. Stat.) Die Wärmekapazität von PbSiO_3 , PbSiO_4 und CdSiO_3 wurde im Temperaturbereich zwischen 51 und 298°K gemessen und daraus die Entropie bei 298,

15° K ermittelt. Es ergibt sich für die drei Substanzen in der oben angegebenen Reihenfolge $26,2 \pm 0,3$; $44,6 \pm 0,5$ und $23,3 \pm 0,2$ cal/mol · grd. Rühl.

11-322 **I. R. Bartky and W. F. Giauque.** *The low temperature heat capacity and entropy of thallous chloride.* J. amer. chem. Soc. **81**, 4169-4171, 1959, Nr. 16. (20. Aug.) (Berkeley Calif., Univ., Dep. Chem. a. Chem. Engng, Low Temp. Lab.) Bei Temperaturen zwischen 15 und 310° K wird die Wärmekapazität von $TlCl$ gemessen. Die hieraus für 298,15° K bestimmte Entropie beträgt 26,59 cal/mol · grd. Weitere Untersuchungen betreffen die Reaktionswärmen von Tl (krist.) + $AgCl$ und $Tl + \frac{1}{2} Cl_2$. Rühl.

11-323 **D. A. Shirley and W. F. Giauque.** *The entropy of iodine. Heat capacity from 13 to 327° K. Heat of sublimation.* J. amer. chem. Soc. **81**, 4778-4779, 1959, Nr. 18. (20. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chemistry, Chem. Engng, Low Temp. Lab.) Gemessen wird die Wärmekapazität von festem Jod im Temperaturbereich zwischen 13 und 327° K und daraus die thermodynamischen Größen, wie Entropie usw. berechnet. Bei 298,15° K beträgt die Entropie des festen J 27,76 cal/mol · grd, die Sublimationswärme bei 0° K ist 15658 cal/mol und bei 298,15° K: 14922 cal/mol. Rühl.

11-324 **F. D. Manchester.** *The specific heat of rubidium between 1,2 and 4,2° K.* Canadian J. Phys. **37**, 525-528, 1959, Nr. 4. (Apr.) (Ottawa, Nat. Res. Counc., Div. Pure Phys.) Die gemessenen Werte der spezifischen Wärme sind in einem Diagramm wiedergegeben. Die hieraus ermittelte DEBYE-Temperatur beträgt 52,6° K. Rühl.

11-325 **R. A. Erickson and C. V. Heer.** *The specific heat of cobalt metal between 0,6° and 3° K.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 408 bis 411. (Columbus, Ohio, State Univ., Dep. Phys.) Vervollständigung früherer Untersuchungen. Es kann der Einfluß von Kernwechselwirkungen eindeutig nachgewiesen werden. Sie machen sich in der spezifischen Wärme durch ein Zusatzglied proportional zu T^{-2} bemerkbar. Rühl.

11-326 **L. M. Roberts.** *The atomic heats of the alkali and alkaline earth metals at low temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 417-418. (Great Malvern, Engl., Royal Radar Est.) Die Messungen der Atomwärme von Li, Na, K, Ca, Sr und Ba wurden im Temperaturbereich 1,5 bis 20° K ausgeführt. Nur unterhalb 2,2° K gilt die Beziehung $C_p = \gamma T + BT^3$. Der Koeffizient γ des Elektronenanteils zur spezifischen Wärme beträgt für die Metalle in obiger Reihenfolge: 1,75; 1,37; 1,97; 2,73; 3,64; 2,7 mJ/mol · grd². Er ist aus der SOMMERFELDSCHEN Theorie ableitbar, wenn die effektive Masse der Leitungselektronen für die einzelnen Metalle der Reihe nach um den Faktor 2,32; 1,22; 1,1; 1,82; 2,01 und 1,44 größer angesetzt wird, als die normale Elektronenmasse. Gründe für das Zustandekommen der teilweise relativ hohen effektiven Massen werden diskutiert. Rühl.

11-327 **Edgar F. Westrum jr. and Fredrik Grønvold.** *Low-temperature heat capacities of nonstoichiometric nickel tellurides.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 419-421. (Ann Arbor, Mich., Univ., Blindern, Norway Univ. Oslo.) Im Temperaturbereich zwischen 5 und 350° K wird die Wärmekapazität von drei verschiedenen Ni/Te-Legierungen ($NiTe_{1,1}$, $NiTe_{1,5}$ und $NiTe_{2,0}$) untersucht. In keinem Falle kann eine Umwandlung beobachtet werden. Die Ergebnisse entsprechen dem Verhalten eines Metalles mit kleinem Elektronenanteil zur spezifischen Wärme. Rühl.

11-328 **Horst Meyer and P. L. Smith.** *The thermal properties of several rare earth ethylsulphates at low temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 421-424. (Oxford, Clarendon Lab.) Messung der spezifischen Wärme von reinem Lanthan-, Cer-, Praseodym-, Neodym-, Dysprosium-, Ytterbium- und Yttriumäthylsulfat zwischen etwa 0,2 und 20° K. Rühl.

11-329 **R. W. Vest, M. Griffel and J. F. Smith.** *The heat capacity of sodium tungsten bronzes from 1,8 to 4,2° K.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 427-432. (Ames, Iowa, State Coll.) Gemessen wird die Wärmekapazität

on Na_xWO_3 bei verschiedenem Na-Gehalt. Es zeigt sich, daß der Gitteranteil zur spezifischen Wärme stark von der thermischen Vorbehandlung der Probe abhängig ist, während eine Beeinflussung des Elektronenanteils kaum beobachtet wird. Die Ergebnisse können in Verbindung mit dem früher gefundenen Leitfähigkeitsmaximum gebracht werden.

Rühl.

1-330 **Paul M. Marcus and Anthony Kennedy.** *A model and calculation procedure for low temperature specific heats.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 436-438. (Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) Wegen Dispersionerscheinungen im Spektrum der elastischen Wellen können experimentell starke Abweichungen vom DEBYEschen Gesetz festgestellt werden. Vlf. entwickeln eine neue Modellvorstellung, die zu einer quantitativen Beschreibung der spezifischen Wärme von Festkörpern geeignet ist. Die Berechnungen für Cu und Diamant stimmen mit den experimentellen Befunden sehr gut überein.

Rühl.

1-331 **T. H. K. Barron, W. T. Berg and J. A. Morrison.** *Analysis of experimental heat capacities for solids at low temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 445-446. (Ottawa, Nat. Res. Labs., Div. Pure Phys., Pure Chem.) Die Berücksichtigung von höheren Potenzen von T zur Beschreibung der spezifischen Wärme von Salzen (T^5) und Metallen (T^3 und T^7) gibt noch bei höheren Temperaturen als $\Theta/100$ befriedigende Lösungen.

Rühl.

1-332 **E. S. Itskevich and P. G. Strelkov.** *Thermodynamic studies at low temperatures. III. The heat capacity of cadmium chloride and iodide between 1.6 and 300°K. The enthalpy and entropy of CdCl_2 and CdI_2 at 298,16°K.* Sh. fis. Chim. **33**, 1575-1580, 1959, Nr. 7. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) (Moscow.) Bei 298,16°K beträgt die Entropie von CdCl_2 : 7,55 cal/mol · grd und von CdI_2 : 37,67 cal/mol · grd. Bei 841,2°K finden Vlf. für die Entropie von CdCl_2 48,09 cal/mol · grd.

Rühl.

1-333 **F. J. Bockhoff, R. V. Petrella and E. L. Pace.** *Thermodynamic properties of sulfonyl fluoride from 12°K to its boiling point. Entropy from molecular and spectroscopic data.* J. chem. Phys. **32**, 799-804, 1960, Nr. 3. (März.) (Cleveland, O., Univ., Morley Chem. Lab.) ab.)

1-334 **R. E. Dininny and E. L. Pace.** *Thermodynamic properties of trifluoromethanol from 12°K to its boiling point. Entropy from molecular and spectroscopic data.* J. chem. Phys. **32**, 805-809, 1960, Nr. 3. (März.) (Cleveland, O., Univ., Morley Chem. Lab.) Schön.

1-335 **D. L. Burk and S. A. Friedberg.** *The atomic heat of diamond at low temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 412-414. (Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.)

1-336 **John A. Rayne.** *Heat capacity of α -brasses below 4.2°K.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 424-427. (Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Labs.)

1-337 **William W. Scales and C. F. Squire.** *Specific heat of lithium fluoride at helium temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, 432. (Houston, Texas, Rice Inst.)

1-338 **T. H. K. Barron, W. T. Berg and J. A. Morrison.** *Properties of the frequency spectra of some alkali halide crystals.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 444-445. (Ottawa, Nat. Res. Labs., Div. Pure Phys., Pure Chem.)

1-339 **A. I. Schindler.** *The influence of band shape on the electronic specific heat of Ag-Pd alloys.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 447 bis 449. (Washington, D. C., U. S. Naval Res. Lab.)

1-340 **A. J. Leadbetter and J. E. Spice.** *The third law entropy and structure of iron pentacarbonyl.* Canad. J. Chem. **37**, 1923-1929, 1959, Nr. 11. (Nov.) (Liverpool, Engl., Univ., Dep. Inorg. a. Phys. Chem.)

Rühl.

11-341 **K. H. Mann and A. W. Tickner.** *The measurement of the heats of sublimation of zinc and cadmium with the mass spectrometer.* J. phys. Chem. **64**, 251—253, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Coun., Div. Appl. Chem.)

11-342 **John L. Margrave.** *Determination of ΔF^0_{298} , ΔH^0_{298} and ΔS^0_{298} from equilibrium data at various temperatures.* J. phys. Chem. **64**, 288, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Madison, Wisconsin, Univ., Dep. Chem.) H. Ebert.

11-343 **David Garvin, H. P. Broida and H. J. Kostkowski.** *Chemically induced vibrational excitation. Hydroxyl radical emission in the 1—3 micron region produced by the $H + O_3$ atomic flame.* J. chem. Phys. **32**, 880—887, 1960, Nr. 3. (März.) (Princeton, N. J., Univ., Frick Chem. Lab.; Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Das Hydroxylion in Flammen aus Sauerstoff mit Ozon-Zusatz und atomisiertem Wasserstoff wurde mittels eines Infrarotspektrographen im Bereich von $1—3 \mu$ untersucht. Für über 300 Linien in den Schwingungs-Rotationsbanden wurden Wellenlänge und Intensität bestimmt. Auch die Dipolmoment-Parameter wurden berechnet. Die näherungsweise gültige BOLTZMANN-Verteilung ergibt eine „Rotationstemperatur“ von $560^\circ K$ in den P-Ästen, von $460^\circ K$ in den R und Q-Ästen sowie eine „Schwingungstemperatur“ von $9250^\circ K$ für die $\Delta V = 2$ und 3-Banden. Die Anregung ist nichtthermisch, was durch das Fehlen von Strahlung aus Niveaus mit $V > 9$ bestätigt wird, sie hängt von der Reaktion $O_3 + H \rightarrow OH + O_2$ ab. In allen Niveaus mit $V \leq 9$ wird OH in beträchtlichem Maße produziert und der Hauptfluß verläuft über $\Delta V = 1$ Übergänge. M. Wiedemann.

11-344 **Henry C. Thacher jr.** *Rotational approximation for the Debye functions.* J. chem. Phys. **32**, 638, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Näherungsformeln für die DEBYE-Funktionen im Bereich x zwischen 0 bis 10 wurden berechnet und sind angegeben. M. Wiedemann.

11-345 **B. N. Srivastava and A. K. Barua.** *Thermal conductivity of binary mixtures of diatomic and monatomic gases.* J. chem. Phys. **32**, 427—435, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Calcutta, India, Ind. Ass. Cult. Sci.) Unter Verwendung eines Pt-Drahtes von 6 cm Länge und 0,005 cm Radius wurden bei Temperaturen von 30 und $45^\circ C$ die Wärmeleitfähigkeiten der binären Mischungen O_2 mit He, Ne, Kr, He bei verschiedenen Zusammensetzungen gemessen. Wird der experimentell bestimmte Wert des reinen O_2 , der tiefer liegt als nach der Theorie von HIRSCHFELDER anzunehmen, die lokales chemisches Gleichgewicht voraussetzt, zugrunde gelegt, so lassen sich die Wärmeleitfähigkeiten der Mischungen durch die Formel HIRSCHFELDERS gut wiedergeben. Die einfachere Formel von MASON und SAXENA befriedigt weniger. Der Temperaturkoeffizient der Wärmeleitfähigkeiten wird ebenfalls erörtert. M. Wiedemann.

11-346 **H. Ziebland.** Zu **T. E. Waterman, D. P. Kirsh and R. I. Brabets:** *Thermal conductivity of liquid ozone.* J. chem. Phys. **32**, 303—304, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Waltham Abbey, Essex, Engl., Explos. Res. Devel. Est.) Durch Diskussion der Angaben verschiedener Autoren kommt Vf. für die Wärmeleitfähigkeit von flüssigem O_2 bei $-195,8^\circ C$ zu einem Wert von $3,95 \cdot 10^{-4}$ cal/cm sec Grad C. Er erörtert dann die Messungen von WATERMAN, KIRSH und BRABETS über die Wärmeleitfähigkeit von flüssigem Ozon, die eine Zunahme mit steigender Temperatur gefunden hatten. Vf. weist auf die Fehlerquelle der Konvektion hin. M. Wiedemann.

11-347 **T. E. Waterman, D. P. Kirsh and R. I. Brabets.** *Thermal conductivity of liquid ozone.* J. chem. Phys. **32**, 304—305, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Chicago, Ill., Armour Res. Found.) In Erwiderung auf die Einwände ZIEBLANDS diskutieren Vff. die möglichen Fehler der Konvektion bei ihren Messungen und kommen wieder zu dem Schluß, daß ihre Daten über flüssiges Ozon auf 5% genau sein sollten. M. Wiedemann.

11-348 **Ikushi Yoshida and Shozo Sawada.** *Thermal conductivity of KNO_3 .* J. phys. Soc. Japan **15**, 199—200, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Univ., Inst. Solid State Phys.; Inst. Technol.) Die Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit von KNO_3 wurde im Gebiet von 0 bis $200^\circ C$ gemessen. Das Zwischengebiet des Phasenübergangs I (D_{2h}^6) \rightarrow II (D_{3d}^6) bei etwa $128^\circ C$ (Phase III) wurde kürzlich als ferroelektrisch festgestellt.

(S. SAWADA et al. J. phys. Soc. Japan **18**, 1549, 1958). Während mit zunehmender Temperatur die thermische Leitfähigkeit in der Phase II schwach zunimmt, fällt sie im Zwischengebiet um etwa $1/5$ des absoluten Wertes ab und nimmt dann in der Phase I wieder langsam zu. Diese Anomalie wird kurz diskutiert. H. Wagenfeld.

11-349 D. V. Gogate and H. S. Desai. *Heat transfer and Reynolds number.* J. sci. industr. Res. **18B**, 531, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Baroda, M. S. Univ., Fac. Sci., Phys. Dep.) Die Wärmeübertragung zwischen Kugeln, Zylindern und Quadern und strömender Luft wurde gemessen. Die Auftragung der NUSSELT-Zahl Nu über der REYNOLDS-Zahl Re ergibt eine Kurve, die konkav zur Re -Achse ist, im Gebiet $\text{Re} = 10^5$ aber einen Wendepunkt hat und danach stark ansteigt. In dem gleichen Bereich durchläuft der Widerstandsbeiwert ein Minimum. W. Weber.

11-350 H. A. Leniger und J. Veldstra. *Wärmedurchgang in einem Dünnschichtverdampfer.* Chem.-Ing.-Tech. (A) **31**, 493—497, 1959, Nr. 8. (Aug.) (Wageningen, Niederl., Landwirtsch. Hochsch., Lab. Technol.) An einem Dünnschichtverdampfer wurde die Abhängigkeit der Wärmedurchgangszahl k von der Siedetemperatur, der Temperaturdifferenz zwischen Dampf- und Siedetemperatur, der Flüssigkeitsbelastung und der Rotordrehzahl untersucht. Aus den Versuchen mit Wasser ergab sich ein mittlerer Wert von k zu $2120 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$. Die Blasenverdampfung ist von großem Einfluß. Hohe Rotordrehzahlen verbessern den Wärmedurchgang, ebenfalls ergibt eine größere Flüssigkeitsbelastung einen höheren Wärmedurchgang. W. Weber.

11-351 Väinö Hovi, Jorma Pöyhönen and Pentti Paalassalo. *Anomalous thermal expansion of NH_4NO_3 at 125.8°C and 84.1°C .* Ann. Acad. Sci. fenn. Ser. A, VI. (Phys.) 1960, Nr. 42, S. 1—11. (Turku, Finland, Univ., Wihuri Phys. Lab.) Nach einer von PÖYHÖNEN (Diss. 1960) entworfenen pyknometrischen Methode (Füllflüssigkeit Silicon-Öl, Dichte bei 84.1°C 0.9300 g/cm^3 und bei 125.85°C 0.8951 g/cm^3) werden die Volumenänderungen der Phasenübergänge III—IV (84.10°C) zu $-0.00920 \text{ cm}^3/\text{g}$ und II—I (125.85°C) zu $+0.01315 \text{ cm}^3/\text{g}$ bestimmt. Die Dichte (kubischer Ausdehnungskoeffizient) von NH_4NO_3 beträgt für III bei 82.31°C 1.62883 g/cm^3 (0.00028 je grd.) und für II bei 85.55°C 1.65199 g/cm^3 (0.00027 je grd.), während der Übergang II—I scharf ist und schnell erfolgt (Unsicherheit ± 0.01 grd.), ist das bei III—II nicht der Fall (Unsicherheit ± 0.10 grd.). Daher stimmt im letztgenannten Fall der gefundene Wert nicht mit dem anderer Autoren überein, da diese wahrscheinlich nicht lange genug gewartet haben. Eine echte Hysterese wurde nicht gefunden, wohl aber Überhitzungen und Unterkühlungen. H. Ebert.

11-352 R. Plank, M. W. Lomonosoff, ein Mitbegründer der Gesetze der Erhaltung der Materie und der Energie. Phys. Bl. **16**, 278—289, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Karlsruhe.) Beggerow.

11-353 I. Fényes. *Zur Begründung der Thermodynamik. II. Extremaleigenschaften, Gleichgewicht und Stabilität, das Prinzip von Le Chatelier-Braun, der zeitliche Ablauf der Vorgänge in der Nähe des Gleichgewichtszustandes.* Acta phys. hung. **11**, 131—153, 1960, Nr. 2. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) Nach der Zusammenstellung der grundlegenden Begriffe und Zusammenhänge der Thermodynamik wird gezeigt, daß die beiden Fälle der in sich geschlossenen und der in eine unendlich ausgedehnte Umgebung eingebetteten Systeme einer einheitlichen Behandlung zugänglich sind. Die notwendigen Bedingungen für die Existenz der Extrema der Potential- und Extensitätsgrößen sind zugleich notwendige und hinreichende Bedingungen für das Gleichgewicht. Hinreichend, aber nicht notwendig für die Existenz des Extrems ist die Definität der entsprechenden quadratischen Form. Die Entropieproduktion in geschlossenen Systemen braucht nicht immer positiv definit zu sein. Bei labilen Phasen kann sie auch (übergangsweise) indefinit oder negativ definit werden. Notwendige und hinreichende Bedingungen für die Existenz des Entropiemaximums können nicht angegeben werden, solche Bedingungen können daher auch in der Thermodynamik keine Rolle spielen. Auch die Unterscheidung von neutralem und stabilem Gleichgewicht ist in der Thermodynamik ohne Bedeutung. Das Prinzip von LE CHATELIER-BRAUN wird dementsprechend allgemein gefaßt und bewiesen. Weitere Ausführungen befassen sich mit der Integration der Bewegungsgleichungen. Kallenbach.

11-354 Howard Reiss, H. L. Frisch, E. Helfand and J. L. Lebowitz. *Aspects of the statistical thermodynamics of real fluids.* J. chem. Phys. **32**, 119—124, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.; Hoboken, N. J., Stevens Inst. Technol.) Eine früher abgeleitete Näherungsformel für die Zustandsgleichung eines aus harten Kugeln bestehenden fluiden Mediums wird dazu benutzt, um die zur Bildung einer sphärischen Höhle in einer realen Flüssigkeit notwendige Arbeit zu berechnen. Hieraus können die Oberflächenspannung und die Verdampfungswärme von Flüssigkeiten sowie die Konstanten des HENRY-Gesetzes von Mischungen ermittelt werden. Bei der Verdampfungswärme von Ar und CH_4 sowie beim System Helium in Benzol ist die Übereinstimmung mit experimentellen Daten gut.

M. Wiedemann.

11-355 O. V. Lounasmaa. *The parameters of the Benedict-Webb-Rubin equation of state for helium-4.* Ann. Acad. Sci. fenn. Ser. A, VI. (Phys.) 1959, Nr. 38, S. 1—19. (Turku, Finland, Univ., Wihuri Phys. Lab.) Die acht Parameter der BENEDICT-WEBB-RUBIN-schen Zustandsgleichung wurden aus p-V-T-Messungen von HILL und LOUNASMAA (1957) (Temperaturbereich 3 bis 20° K, Drucke bis zu 100 at) berechnet. Obwohl der erfaßte Bereich noch weit über den kritischen Punkt hinausgeht, weicht die so erhaltene Zustandsgleichung nur um maximal 1 bis 2% von den tatsächlichen Verhältnissen ab.

Rühl.

11-356 J. P. Raiser. *Die Kondensation in einer Wolke verdampfter Materie bei der Expansion im Vakuum.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1741—1750, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Kondensationskinetik in einer Dampfwolke, wie sie etwa beim Aufschlag eines Meteoriten auf einen Planeten ohne Atmosphäre oder auch bei Drahtexplosionen im Vakuumgefäß usw. auftritt, wird am Modell einer Gaskugel studiert, die sich adiabatisch ins Vakuum ausdehnt. Zu Beginn soll das Gas ruhen und soll die normale Dichte eines festen Zustandes haben. Im verdünnten Zustand, wo die Kondensation beginnt, ist fast alle Energie kinetisch. Es wird gezeigt, daß in einem weiten Bereich der Anfangsbedingungen die Materie teilweise als Gas, teilweise in Form feinster Kondensatteilchen ins Unendliche auseinanderfliegt; Menge und Abmessungen dieser Teilchen hängen von der verdampften Masse und ihrer Anfangstemperatur ab. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß diese Kondensation der verdampften Materie des Planetenbodens und des Meteoriten selbst beim Aufschlag eine der Quellen für den kosmischen Staub ist. Für das Beispiel eines Eisenmeteoriten mit $M = 33000$ t, der beim Aufschlag auf den Mond eine Anfangserhitzung von 71,9 eV/Atom ($T_0 = 116000^\circ$) entwickelt (Anfangsgeschwindigkeit von 15,5 km/s), ergibt sich ein Zeitpunkt $t_2 = 2,65$ s, nach dem sich die Verteilung auf Gas und Kondensat praktisch nicht mehr ändert, so daß etwa 44% als Eisenpartikel, der Rest als Gas entweicht; die Kondensatteilchen enthalten im Durchschnitt 10^{10} Atome (Radius $3,1 \cdot 10^{-5}$ cm, Teilchenzahl insgesamt $3 \cdot 10^{21}$, Koagulation der ursprünglich gebildeten Tröpfchen zu vernachlässigen). Mit Hilfe einer Ähnlichkeitsbetrachtung lassen sich die Ergebnisse schnell auf andere Fälle übertragen. Es werden die Möglichkeiten für Untersuchungen der Kondensation von Metalldämpfen und der Eigenschaften kleinsten Teilchen unter Laborbedingungen diskutiert.

Vogel.

11-357 R. J. Kutscherow und L. E. Rikenglas. *Der Konzentrationsprung bei der langsamen Verdampfung eines Gemisches.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1821—1822, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei der Verdampfung oder Kondensation von Gemischen müssen die Konzentrationsunterschiede in der flüssigen und gasförmigen Phase an der Trennfläche berücksichtigt werden. Dieser Konzentrationsprung wurde bisher nur für die Grenzfälle einer Verdampfung ins Vakuum und des Gleichgewichts untersucht. Vf. bestimmen Konzentration, Temperatur und Druck in der Gasphase bei langsamer Verdampfung eines Gemisches. Dabei wird vorausgesetzt: 1. Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist klein gegen die Verdampfungsgeschwindigkeit ins Vakuum; 2. alle Komponenten des Gemisches haben einatomige Moleküle; 3. die Koeffizienten für Kondensation und Akkumulation sind 1; 4. der Dampf verhält sich wie ein ideales Gas. Gerechnet wird analog zur früheren Arbeit (Ber. Nr. 5—315) unter Benutzung der in Ber. Nr. 4—369 abgeleiteten Verteilungsfunktion. Als Beispiel wird das Abpumpen eines Dampfes über einem flüssigen binären Gemisch behandelt und der Trennungskoeffizient α dieses

Prozesses in Abhängigkeit von der Massenstromdichte $\tau(0)$ für vollständige Durchmischung in der flüssigen Phase bestimmt. Für eine ideale Lösung und ein Isotopen-
gemisch (geringe Massendifferenz) ergibt sich $\alpha = (p_{1s}/p_{2s}) [1 + (\tau(0)/4\tau_0) (m_2 - m_1)/m_1]$
(τ_0 aus der Flüssigkeitsoberfläche austretender Dampfstrom, $\tau(0)$ abgepumpter Strom.) Für Isotope ist der Kondensationskoefizient a unabhängig von der Konzentration, also läßt sich sein Einfluß (auch wenn er $\neq 1$ ist) leicht berücksichtigen: Die eckige Klammer lautet dann $1 + [(2-a)/4a] (\tau(0) \sqrt{2\pi m_1 k T_0 / ps}) (m_1 - m_2)/m$. Vogel.

11-358 W. A. T. Macey. *The physical properties of certain organic fluorides.* J. phys. Chem. **64**, 254—257, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Weybridge, Surrey, Engl., Nat. Coll. Food Technol.) Von 30 flüssigen organischen Fluoriden sind bestimmt worden: der Siedepunkt, die Dichte (pyknometrisch), der Berechnungsindex (ZEISS-PULFRICH- oder STANLEY-PULFRICH-Refraktometer). Es werden Angaben über die C-F-Bindungen gemacht.

H. Ebert.

11-359 W. R. Blackmore. *The source of noise in ebulliometry.* Canad. J. Phys. **38**, 565—567, 1960, Nr. 4. (Apr.) (McMasterville, Que., Can. Ind. Ltd., Cent. Res. Lab.) Es sollte festgestellt werden, ob das bei Ebulliometer-Schaltungen beobachtete Rauschen von den Ebulliometern selbst oder von den Temperaturfühlern herrührt. In schrittweise durchgeföhrter Untersuchung ergab sich, daß die Ebulliometer in erster Linie für das Rauschen verantwortlich sind. Der Versuchsaufbau ist im einzelnen beschrieben.

Wießner.

11-360 L. Andrusow. *Über das Verdampfungsgleichgewicht. Systematische Betrachtungen und Berechnungen mittels der Exponentenmethode.* Z. phys. Chem. **212**, 10—28, 1959, Nr. 1/2. (Okt.) (Paris.) Im ganzen Bereich der Verdampfung sind die wahren Exponenten des Druckes und der Temperatur sich allmählich ändernde, stetige Funktionen der Temperatur bzw. des Drucks, die sich durch mehr oder weniger geradlinige Kurven darstellen lassen. Am Beispiel des Quecksilbers werden derartige Kurven und die entsprechenden Reihenentwicklungen besprochen. Bei sämtlichen Flüssigkeiten zeigen die Temperaturexponenten in der Nähe der kritischen Temperatur ein Minimum, eine Reihe von Beispielen ist angeführt. Bei Wasser wurde die Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks, der Viskosität und der Verdampfungsenergie; bei Methanol, Dimethyläther und n-Pentan die des Dampfdruckes und der Dichte der flüssigen wie der Dampfphase verglichen. M. Wiedemann.

11-361 Etienne G. Roth and Jacob Bigeleisen. *Vapor pressures of the neon isotopes.* J. chem. Phys. **32**, 612, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab., Chem. Dep.) Mittels eines Differentialmanometers wurden die Dampfdrucke von 99,9% ^{20}Ne und 72,2% ^{22}Ne bei 16,4—30,1°K gemessen, auf die reinen Isotope extrapoliert und ein signifikanter Unterschied gefunden. Die DEBYE-Temperatur für ^{20}Ne ergibt sich zu 74,6°K. M. Wiedemann.

11-362 Benjamin C.-Y. Lu. *Evaluation of Antoine constants.* Canad. J. Chem. Engng **38**, 33—34, 1960, Nr. 1. (Febr.) (Ottawa, Ont., Univ., Dep. Chem. Engng.) In der Gleichung $\log p = A - B/(C + t)$ sollen die Konstanten graphisch bestimmt werden (einfacher als nach der von G. W. THOMSON (1946) vorgeschlagenen Methode). Für bestimmte Kurvenabschnitte wird $\log p$ als linear von $1/T$ abhängig betrachtet. Aus der Steigung einer solchen Kurve und den zugehörigen beiden Temperaturen läßt sich C bestimmen. Die beobachteten Dampfdrücke werden nun als Funktion von $1/(C + t)$ aufgetragen. Die Steigung dieser Kurve gibt B. A errechnet sich aus der ursprünglichen Gleichung. Erprobt ist das Verfahren an Benzin; zwischen 7,6 und 80,1°C gilt: $\lg p_{\text{torr}} 6,8948 - 1204,6/(220,0 + t)$. H. Ebert.

11-363 D. Papoušek, Z. Paoušková and L. Págo. *Thermodynamic properties of the carbon tetrachloride-n-propyl alcohol and carbon tetrachloride-iso-propyl alcohol systems at 70° C.* Z. phys. Chem. **211**, 231—240, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Brno, CSR, Univ., Inst. Theor. Phys. Chem.) Schön.

11-364 George W. Brady. *Cluster formation in perfluoroheptane-i-octane systems near the consolute temperature.* J. chem. Phys. **32**, 45—51, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Murray Hill, N. J.,

Bell Teleph. Lab.) Mittels eines Diffraktometers wurden bei 28,3° C am System Perfluorheptan-i-Octan-Messungen der Röntgenkleinwinkelstreuung durchgeführt. Der kritische Punkt des Systems liegt bei 28,3° C. Reines C_8H_{18} zeigte keine Streuung, diese nahm mit zunehmender Konzentration an C_7F_{16} zu, was durch Haufenbildung des C_7H_{16} gedeutet wird, wobei die Zahl und Größe der Haufen mit steigender Konzentration zunimmt. Bei einem Molenbruch von 0,5 ist die Maximalgröße von etwa 140 C_7F_{16} -Molekülen erreicht. Bei noch höherer Konzentration des C_7F_{16} treten erst infolge einer Annäherung an die enge Packung Wechselwirkungsmaxima auf, dann kommt es zu einer Phasenumkehr. Es bilden sich nun kleine Haufen des Kohlenwasserstoffs im Perfluorocarbon. Infolge der Tendenz zur Haufenbildung gehorcht dieses System nicht der Theorie der regulären Lösung.

M. Wiedemann.

11-365 Victor Mathot. *Average potential theory of solutions — experimental evidence.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 175–177. (Brussels, Univ. libre.) Messungen von Dampfdruck, Mischungswärme und Mischungsvolumen im System Argon-Methan bei 86,7 und 90,7° K werden berichtet und zusammen mit früheren Meßergebnissen an den Systemen N_2-CH_4 , A-Kr, Kr-X, CH_4-Kr , CH_4-CF_4 und $Kr-CF_4$ diskutiert.

Rühl.

11-366 Y. P. Blagoy. *Densities of solutions of condensed gases $Ar-CH_4$, N_2-CH_4 .* Ukrains. fiz. Sh., Kiew 4, 577–585, 1959, Nr. 5. (Sept./Okt.) (Orig. ukrain. m. engl. Ztg.) Im ganzen Mischungsbereich sowie zwischen den Temperaturen 75,9 und 90,7° K ist die Größe $\Delta V/V$ beim Gemisch $Ar-CH_4$ — graphisch als Funktion des Molbruches Ar dargestellt — eine nach unten geöffnete Glockenkurve. Im Falle des Gemisches N_2-CH_4 — Molbruch N_2 — ist der Verlauf der Kurve verwickelter: zunächst Anstieg mit verhältnismäßig scharfem Maximum, dann nach Durchschneiden der Abszissenachse mit einem flachen Minimum.

H. Ebert.

11-367 Z. László. *Über die Wechselstromelektroosmose.* Acta phys. hung. 10, 79–92, 1959, Nr. 1. (Budapest.) Zur Wechselstromelektroosmose wurden einige Versuche mit Frequenzen von 50 und 1000 Hz, Feldstärken zwischen 700–800 V/cm, bei Temperaturen zwischen –80 und +45° C durchgeführt. Es wurden Wasser, Aceton, Methylalkohol, Äthylalkohol und Isobutylalkohol gegen 0,005%ige KJ-Lösungen in diesen Lösungsmitteln benutzt. Wechselstromelektroosmose tritt auf, wenn das Diaphragma asymmetrisch ist oder sich auf beiden Seiten verschiedene Flüssigkeiten befinden. Der elektroosmotische Druck, ermittelt aus der Niveaudifferenz, und die Strömungsgeschwindigkeit sind quadratische Funktionen der Feldstärke, die Strömungsrichtung hängt vom Kapillarendurchmesser, der Art der Flüssigkeiten, Temperatur und Frequenz ab. Gesetzmäßigkeiten werden abgeleitet für den Fall, daß die Länge der Kapillaren groß ist gegenüber dem Durchmesser, wie für den, daß beide etwa gleich sind. Es wird eine Deutung der Elektroosmose gegeben, wobei der Gradient der Dielektrizitätskonstante diskutiert wird, der durch die Verteilung der Ionen der Doppelschicht wie der darauf folgenden Schichten bedingt ist.

M. Wiedemann.

11-368 Thomas R. Waite. *Bimolecular reaction rates in solids and liquids.* J. chem. Phys. 32, 21–23, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Phys. Dep.) Bimolekulare Reaktionen vom Typ $A + B \rightarrow AB$ in Flüssigkeiten und Festkörpern gehorchen im allgemeinen nicht einem einfachen Gesetz zweiter Ordnung, die Reaktionsgeschwindigkeit hängt zwar in der richtigen Weise von den Konzentrationen ab, ist jedoch auch zeitabhängig. Es wird eine Formel für die Abhängigkeit der Geschwindigkeitskonstanten von 3 Parametern abgeleitet, von der Summe der Diffusionskoeffizienten von A und B, D, vom A-B-Einfangsradius r_0 und vom Verhältnis s der Wahrscheinlichkeiten, daß ein Paar A-B im Abstand r_0 reagiert zu der, daß es auseinander diffundiert. Ein experimenteller Test auf bimolekulare Reaktionen wird beschrieben. Auch weitreichende Kräfte werden berücksichtigt.

M. Wiedemann.

11-369 Paul L. Chambré. *On chemical reactions in free molecule flow.* J. chem. Phys. 32, 24–27, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Berkeley, Calif., Univ.) Heterogene chemische Reaktionen in Systemen mit geometrischen Dimensionen, die kleiner sind als die mittlere

reie Weglänge der Gasmoleküle, werden behandelt, z. B. die Oberflächenreaktion in den Poren eines Katalysators von einigen Å Durchmesser bei mäßigem Druck. Die Konzentration einer Molekülart an einer Stelle erweist sich als abhängig von der Konzentrationsverteilung aller aus dem gesamten System stammenden Spezies. Hieraus ergibt sich eine Formulierung durch Integralgleichungen, die mit der bisher üblichen durch Differentialgleichungen verglichen wird. Die letzteren gelten nur unter bestimmten Bedingungen.

M. Wiedemann.

1-370 **J. A. Cape and E. A. Coomes.** *Kinetics of strontium oxide on tungsten.* J. chem. Phys. **32**, 210-214, 1960, Nr. 1. (Notre Dame, Ind., Univ.) Eine abgemessene Menge an SrO wurde auf eine Wolfram-Spitze bei einer bestimmten Temperatur aufgedampft und diese dann weiter erhitzt. Das System SrO-W wurde mittels Feldelektronenmikroskopie untersucht. Reaktionen fanden an den Flächen (111) und (110) statt, bei denen die Konzentration an vier nächst benachbarten Oberflächenatomen hoch ist. Unter 1150°K scheint SrO zu dissoziieren und Sr an die 110 Kanten zu wandern, wo sich Kristallite bilden. Zwischen 1150-1550° dürfen nach den beiden auftretenden Emissionsbildern die Reaktionen $2 \text{ SrO}_f + 1/3 \text{ W}_f = 1/3 \text{ Sr}_3\text{WO}_{6f} + \text{Sr}_g$ ($f = \text{fest}$, $g = \text{gasförmig}$) und $2/3 \text{ Sr}_3\text{WO}_{6f} + 1/3 \text{ W}_f = \text{SrWO}_{4f} + \text{Sr}_g$ stattfinden. Das basische Wolframat geht in das normale mit einer Aktivierungsenergie von rund 60 kcal über. Gegen Ende der Desorption über 1550°K bildet sich eine O-W-Oberfläche, hier bedarf die Desorption einer Aktivierungsenergie von rund 140 kcal.

M. Wiedemann.

1-371 **Bruce H. Mahan.** *Perturbation of molecular distribution functions by chemical reaction.* J. chem. Phys. **32**, 362-364, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem.) Für die Kombination von Radikalen wird ein Stoßwirkungsquerschnitt abgeleitet. Danach re kombinieren hinsichtlich der Translation „heisse“ Radikale rascher als thermische. Durch diese Kombination wird die Geschwindigkeitsverteilung verändert, was berechnet wird. Demnach kann bei photochemischen Systemen die Annahme des Gleichgewichts nur bei geringer Radikalkonzentration unter 0,1 Molenbruch gemacht werden.

M. Wiedemann.

1-372 **P. S. Rudolph and C. E. Melton.** *Ion-molecule charge transfer reactions in the alpha radiolysis of various hydrocarbons in a mass spectrometer.* J. chem. Phys. **32**, 586 bis 588, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Chem. Div.) Mittels des neu konstruierten Alpha-Teilchen-Massenspektrometers, das einen Druck von 0,11 Torr in der Ionisationskammer besitzt, wurden binäre Mischungen aus Acetylen mit Benzol oder mit Äthylen untersucht. Es wurde gezeigt, daß energetisch mögliche Ladungsübergänge nicht unbedingt eintreten, da eine chemische Reaktion unter Umständen überwiegt. Der Ladungstransfer $\text{C}_2\text{H}_2^+ + \text{C}_6\text{H}_6 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{C}_6\text{H}_6^+$ ist sehr wirksam, dagegen überwiegt die Umsetzung $\text{C}_2\text{H}_2^+ + \text{C}_2\text{H}_4 \rightarrow \text{C}_3\text{H}_3^+ + \text{CH}_3$ bei weitem gegenüber $\text{C}_2\text{H}_2^+ + \text{C}_2\text{H}_4 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{C}_2\text{H}_4^+$.

M. Wiedemann.

1-373 **H. A. Mahlman.** *Hydrogen formation in the radiation chemistry of water.* J. chem. Phys. **32**, 601-603, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Chem. Div.) Lösungen von NaNO_3 zwischen $6,4 \cdot 10^{-4}$ m bis 9,1 m mit Zusatz von 10^{-3} m KBr wurden mit ^{60}Co einer Dosis von $6 \cdot 10^{20}$ eV/Liter min bestrahlt und die Ausbeute an H_2 ($\text{G}(\text{H}_2)$ Zahl der Moleküle je 100 eV absorbiert Energie) durch Verbrennung an Pt mit Sauerstoff bestimmt. Derartige Messungen wurden bei 298 und 77°K in H_2O und D_2O ausgeführt. $\text{G}(\text{H}_2)$ ergibt in Abhängigkeit von der dritten Wurzel aus der NaNO_3 -Aktivität zwei Gerade mit einem Schnittpunkt bei 1,3 mol. etwa. Bei 77°K fällt dieser Knick weg, und die bei hohen Aktivitäten auftretende Reaktion E_2 bleibt allein übrig. Die bei geringen Aktivitäten vorkommende Reaktion E_1 bei hohen Temperaturen scheint von dem H-Atome wegfangenden Stoff weit stärker beeinflußt.

M. Wiedemann.

1-374 **E. Naumann.** *Beiträge zur Reaktionskinetik. I. Die Bestimmung von RG-Konstanten bei Parallelität zwischen Vorgängen 1. Ordnung und zeitproportionellen Einflüssen.* Z. phys. Chem. **211**, 332-338, 1959, Nr. 5/6. (Sept.)

1-375 **E. Naumann.** *Dasselbe. II. Eliminieren von Transporteinflüssen.* Ebenda S. 339 bis 344.

11-376 **E. Naumann.** *Dasselbe. III. Konstantenbestimmung bei Beteiligung autokatalytischer Vorgänge.* Ebenda S. 345-350. (Jena, Univ. Inst. Techn. Chem.)

Schön.

11-377 **Garry L. Schott.** *Kinetic studies of hydroxyl radicals in shock waves. III. The OH concentration maximum in the hydrogen-oxygen reaction.* J. chem. Phys. **32**, 710-716, 1960, Nr. 3. (März.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Sci. Lab.) In der Zone der chemischen Reaktion in Stoßwellen in H_2-O_2-Ar -Mischungen verschiedener Zusammensetzung wurde die Konzentration der OH-Radikale durch Absorptionsmessungen im Bereich der 3064 Å-Bande bestimmt. Einer Induktionsperiode folgte ein Maximum der OH-Konzentration und dann ein langsames Verschwinden. Die Messungen wurden in brennstoffarmen und -reichen Mischungen sowie in stöchiometrischen im Bereich 1000 bis 2600°K und über einen siebenfachen Dichtebereich durchgeführt. Vf. nimmt an, daß zwischen den drei unabhängigen bimolekularen Reaktionen $H + O_2 \rightarrow OH + O$, $O + H_2 \rightarrow OH + H$ und $HO + O_2 \rightarrow H_2O + H$ sich ein Gleichgewichtszustand einstellt, ehe die Rekombination einsetzt. Das Maximum an Atomen und freien Radikalen, das über den Gleichgewichtswert hinausgeht, wird an Kohlenwasserstoffflammen nicht beobachtet, seine Ursache wird erörtert.

M. Wiedemann.

11-378 **E. F. Greene, R. W. Roberts and J. Ross.** *Variation of a chemical reaction cross section with energy.* J. chem. Phys. **32**, 940-941, 1960, Nr. 3. (März.) (Providence, Rhode Isl., Univ., Metcalf Chem. Lab.) An der mit Molekülstrahlen durchgeföhrten Reaktion $K + HBr \rightarrow KBr + H$ wurde die Energieabhängigkeit bestimmt. Der K-Strahl wurde durch Effusion aus den parallelen Kanälen eines Ofens mit zwei Kammern gebildet, HCl in ähnlicher Weise. Die Geschwindigkeitsverteilung in den Molekülstrahlen wurde bestimmt. Das Verhältnis des $K + KBr$ -Flusses/K-Fluß wurde in Abhängigkeit von der relativen kinetischen Ausgangsenergie unter einem bestimmten Streuwinkel gemessen. Die Kurve zeigt ein Maximum bei 3,3 kcal/Mol. Der Unterschied zwischen phänomenologischer Aktivierungsenergie und einem Spektrum molekularer Aktivierungsenergien wird diskutiert.

M. Wiedemann.

11-379 **E. M. Bulewiecz and T. M. Sugden.** *Determination of the dissociation constants and heats of formation of molecules by flame photometry.* Trans. Faraday Soc. **55**, 720-729, 1959, Nr. 5 (Nr. 437). (Mai.) (Cambridge, Univ., Dep. Phys. Chem.) Es wurden Intensitätsmessungen am Flammenspektrum von Magnesium angestellt. Aus den Intensitäten der Emissions- und Absorptionslinien wird unter Benutzung der Kenntnis der Flammen-gaszusammensetzung die Gleichgewichtskonstante für die Reaktion $Mg + O \rightleftharpoons MgO$ ermittelt. Sie führt zu einer Dissoziationsenergie des MgO (für einen $^3\Sigma$ -Grundzustand) von $98 \pm$ kcal/mol. Die grüne Oxydbande und ein starkes Bandensystem im nahen UV werden einem angeregten Zustand des MgO bzw. dem gasförmigen Hydroxydradikal MgOII zugeordnet. Die Dissoziationsenergie von MgOII wird zu 56 ± 5 kcal/mol abgeschätzt.

Klier.

11-380 **S. P. Srivastava and S. Ghosh.** *Studies in the kinetics of the reaction between formic acid and potassium persulphate. Part I. u. II.* Z. phys. Chem. **211**, 148-155, 156-160, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Allahabad, India.)

11-381 **E. J. Cairns and J. M. Prausnitz.** *Kinetics of the hydrolysis of acetyl chloride.* J. chem. Phys. **32**, 169-175, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem. Engng.)

11-382 **Ernest M. Hodnett and Louis Kaplan.** *Isotope effects in the chromic acid oxidation of benzyl-*a-t* alcohol.* J. chem. Phys. **32**, 312-313, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.)

11-383 **W. Forker.** *Über die Anwendung elektrochemischer Methoden in der heterogenen Katalyse. I. Mitteilung.* Z. phys. Chem. **212**, 87-93, 1959, Nr. 1/2. (Okt.) (Dresden, T. H., Inst. Elektrochem., Phys. Chem.)

Schön.

11-384 **George C. Fryburg and Helen M. Petrus.** *Variation with temperature of the recombination of oxygen atoms on a platinum surface.* J. chem. Phys. **32**, 622-623, 1960,

Nr. 2. (Febr.) (Cleveland, O., Nat. Aeron. Space Admin., Lewis Res. Center.) An Pt wurde bei elektrischer Heizung die durch die Rekombination von O-Atomen entwickelte Wärme gemessen, die dem Rekombinationskoeffizienten γ direkt proportional ist. Im Bereich von $500-150^\circ\text{C}$ beträgt γ nur etwa 0,4 des Wertes oberhalb 750°C , dazwischen liegt ein instabiler Bereich. Vff. bringen indirekte Beweise dafür, daß der hohe Wert von γ für die Pt-Oberfläche und der geringe für eine Oxydoberfläche charakteristisch ist.

M. Wiedemann.

11-385 **Robert R. Reeves, Gene Mannella and Paul Harteck.** *Rate of recombination of oxygen atoms.* J. chem. Phys. **32**, 632-633, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Troy, N. Y., Rensselaer Polytechn. Inst., Chem. Dep.) O-Atome wurden durch Entladung von O_2 -Argon-Mischungen hergestellt. Die Ausgangskonzentration wurde durch Zweistufen-Titration bestimmt, wobei erst NO_2 und dann NO zugesetzt wurde, bis im zweiten Fall das Maximum der Intensität des Nachleuchtens wieder erreicht wurde. Die Abnahme des Nachleuchtens wurde dann entlang der 4,2-cm-Röhre verfolgt. Hieraus ergab sich für den Druckbereich $0,95-1,35$ Torr eine Rekombinationsrate von $2,7 \cdot 10^{-33} \text{ ccm}^2/\text{Moleküle}^2 \text{ sec.}$

M. Wiedemann.

11-386 **Frank P. Buff and David J. Wilson.** *Some considerations of unimolecular rate theory.* J. chem. Phys. **32**, 677-685, 1960, Nr. 3. (März.) (Rochester, N. Y., Univ., Dep. Chem.) Die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeitskonstante k unimolekularer Zersetzung wird an Hand des LINDEMANN-Mechanismus diskutiert. Dabei werden die reagierenden Moleküle durch Stöße mit anderen Molekülen aktiviert, so daß sie genügend Schwingungsenergie besitzen, um sich zu zersetzen. Sie können jedoch auch durch Stöße inaktiviert werden. Bei hohen Drucken erreicht k den Wert $k \infty$, der vom zugesetzten Gas unabhängig ist, bei niederen Drucken ist k der Konzentration des inerten Gases proportional. Die Grenzfälle sehr wirksamer und unwirksamer Stoßmechanismen sowie die mikroskopischen Zersetzungsfrequenzen werden diskutiert. Für Spurenreaktionsfähiger polyatomarer Moleküle mit einem geringen Gleichgewichtsanteil an reaktionsfähigen Zuständen, kann k dem niederen Eigenwert des Relaxationsspektrums gleichgesetzt werden. Die Druckabhängigkeit von k erweist sich als ziemlich unabhängig vom Aktivierungsmechanismus. Ein wenig wirksamer intermolekularer Energietransfer und Anharmonizitäten verbreitern den Bereich zwischen den Grenzwerten von k bei hohem und bei niederen Druck.

M. Wiedemann.

11-387 **L. K. Saxena and C. P. Singhal.** *Investigation of the kinetics of the decomposition of potassium persulphate.* Z. phys. Chem. **211**, 161-169, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Agra, India, Agra Coll. Chem. Lab.)

11-388 **B. S. Rabinovitch, D. H. Dills, W. H. McLain and J. H. Current.** *Unimolecular decomposition of chemically activated ethyl- d_2 radicals.* J. chem. Phys. **32**, 493-498, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Seattle, Wash., Univ., Dep. Chem.)

Schön.

11-389 **Jürgen Schneider and F. W. Hofmann.** *Absorption and dispersion of microwaves in flames.* Phys. Rev. (2) **116**, 244-249, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Durham, N. Carol., Univ., Dep. Phys.) Leitfähigkeit und optische Konstanten im Mikrowellengebiet sind für schwach ionisierte Gase mit und ohne Magnetfeld diskutiert, wobei besonders untersucht ist, welchen Einfluß die Stoßzeit Elektron-Gasmolekül in ihrer Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit auf diese Größen hat. — Die Ergebnisse von entsprechenden Messungen zwischen 23 und 93 GHz an Acetylen-Luft-Flammen mit Alkalizusatz ohne Magnetfeld sind innerhalb der Meßgenauigkeit mit der Annahme verträglich, daß die Stoßzeitgeschwindigkeit unabhängig ist (Stoßzahl $26 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$, mittlerer Wirkungsquerschnitt $26 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$). Im Magnetfeld ist bei Flammen unter verminderter Druck (50-100 Torr) Cyclotron-Resonanz beobachtet. Aus der Resonanzkurve lassen sich die Stoßzahl (Halbwertsbreite) und die Elektronenkonzentration (Flächeninhalt unter der Kurve) entnehmen.

Klages.

11-390 **Gerald Rosen.** *Burning rates of solid propellants.* J. chem. Phys. **32**, 89-93, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Princeton, N. J., Guggenheim Jet Prop. Lab.) Zur Deutung des Verbrennungsmechanismus eines festen Treibmittels werden zwei Annahmen gemacht: Ein

Pyrolyse-Gesetz vom ARRHENIUS-Typ für die Oberflächenzersetzung und eine vor-
gemischte laminare Flamme. Es kann eine quantitativ korrekte Formel für die Ver-
brennung abgeleitet werden. Vor allem wird die Abhängigkeit der Verbrennungsgeschwin-
digkeit vom Druck richtig wiedergegeben, wie ein Vergleich mit den Daten über
Ammoniumperchlorat zeigt.

M. Wiedemann.

11-391 Gerald Rosen. *Generalization of the laminar flame action principle for Arrhenius-type rate functions.* J. chem. Phys. **32**, 311-312, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Princeton, N. J., Guggenheim Jet Prop. Center.) Das Variationsprinzip, mittels dessen die Verbrennungsgeschwindigkeit und die Temperaturverteilung in laminaren Flammen abgeschätzt werden können, wird für Reaktionsraten, die nicht an der kalten Wand Null werden, vor allem für solche vom ARRHENIUS-Typ erweitert.

M. Wiedemann.

11-392 R. A. Gross and A. K. Oppenheim. *Recent advances in gaseous detonation.* A. R. S. J. **29**, 173-179, 1959, Nr. 3. (März.) (Deer Park, N. Y., Fairchild Eng. Div.; Berkeley, Calif., Univ.) Allgemeiner Überblick über den derzeitigen Stand des Wissens über Gasdetonationen. 101 Zitate ergeben ein umfangreiches Literaturverzeichnis.

Zobel.

11-393 Irvin M. Krieger and Paul J. Gans. *First-order stochastic processes.* J. chem. Phys. **32**, 247-250, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Cleveland, O., Case Inst. Technol., Dep. Chem., Chem. Engng.) Als stochastische Prozesse erster Ordnung werden solche definiert, bei denen die Wahrscheinlichkeit des Übergangs aus einem Zustand in der Zeiteinheit der Besetzungsdichte dieses Zustands proportional ist. Die Differential-Differenzen-Gleichung wird in einfacherer Weise als früher von einem anderen Autor gelöst. Es ergibt sich, daß ein System erster Ordnung, das Gleichgewicht erreicht hat, bei einer Störung, die die Übergangswahrscheinlichkeiten ändert, durch einen Satz multinomialer Verteilungen das neue Gleichgewicht gewinnt. Die multinomiale Form charakterisiert die kanonische Verteilung.

M. Wiedemann.

11-394 B. Widom. *Rotational relaxation of rough spheres.* J. chem. Phys. **32**, 913-923, 1960, Nr. 3. (März.) (Ithaca, N. Y., Univ., Dep. Chem.) Für sphärische Kreisel-Moleküle in einem inerten Gas wird eine Theorie der Rotations-Relaxation gegeben, wobei die Stöße zwischen Molekülen und Atomen betrachtet werden und diese als rauhe Kugeln angesehen werden. Das Problem wird erst zwei-, dann dreidimensional gelöst. Die Zahl der von einem Molekül innerhalb eines der Relaxationszeit gleichen Zeitraums erlittenen Zusammenstöße Z_{eff} wird berechnet. Für den dreidimensionalen Fall ergibt sich: $Z_{\text{eff}} = 3/8 (1 + b^2/b)$ mit $b = I/m a^2$, m = reduzierte Masse des Systems Molekül-Atom, I = Trägheitsmoment des rotierenden Moleküls, a = Summe von Atom- und Molekülradius. Für die Moleküle GeH_4 , SiH_4 , CH_4 , CD_4 , $\text{C}(\text{CH}_3)_4$, CF_4 , SF_6 , CCl_4 und SiBr_4 in den Edelgasen He , Ne , Ar , Kr und Xe wurde Z_{eff} berechnet und mit den Werten für die Rotations-Selbstrelaxation verglichen.

M. Wiedemann.

11-395 W. Lück. *Luftfeuchtemessung.* Z. Messen, Steuern, Regeln **3**, 21-30, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Berlin, VEB WTBG, Inst. Regelungstech.) Nach Darlegung der physikalischen Grundlagen wird ein Überblick über die industriell anwendbaren Methoden, vor allem im Hinblick auf die Automatisierung, gegeben. Die verschiedenen Meßprinzipien sind: Taupunkt, Dampfdruck, Temperaturdifferenz (Psychrometer), Ionisation, Infrarotdurchlässigkeit, Längenänderung, Wasseraufnahme, Farbumschlag, Leitfähigkeit, dielektrische Eigenschaften. In anschließenden Betrachtungen wird auf die Wichtigkeit der Kenntnis der Luftfeuchtigkeit und gegebenenfalls deren Konstanthaltung hingewiesen.

H. Ebert.

11-396 H. Mayersbach. *Eine Zusatzvorrichtung zur kleinen Gefriertrocknungsanlage G 01 und ihre Anwendung für chirurgische Zwecke und für die Serumpräparation.* Vakuum-Tech. **9**, 22-23, 1960, Nr. 1. (Febr.) (Graz, Univ., Inst. Histol. u. Embryol.)

H. Ebert.

11-397 R. E. Walker and A. A. Westenberg. *Molecular diffusion studies in gases at high temperature. IV. Results and interpretation of the CO_2 - O_2 , CH_4 - O_2 , H_2 - O_2 , CO - O_2 and H_2O - O_2 systems.* J. chem. Phys. **32**, 436-442, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Silver Spring)

aryl., Univ., Appl. Phys. Lab.) An den Mischungen von O_2 mit CO_2 , CH_4 , H_2 , CO und ^{18}O wurden bei $300-1000^\circ K$ und 1 Atm Druck die binären Diffusionskoeffizienten bestimmt, indem die Konzentrationsprofile strömabwärts von einer punktförmigen Quelle des einen Gases in einer laminaren Strömung des Trägergases untersucht wurden. Die Daten wurden analysiert, indem verschiedene Potentialfunktionen gewandt wurden. Alle diese intermolekularen Potentiale können die Daten etwa gleich gut wiedergeben. Eine Extrapolation auf $3000^\circ K$ scheint dagegen möglich zu sein.

M. Wiedemann.

—398 **E. G. D. Cohen and M. J. Offerhaus.** *Symmetry effects in the kinetic theory of seous para-ortho mixtures.* Physica **24**, 742—750, 1958, Nr. 9. (Sept.) (Amsterdam, Inst. theor. Phys.) Rühl.

IX. Elektrizität und Magnetismus

—399 **C. A. Master and W. L. Mandrell.** *Stabilized variable frequency as instrument calibration source.* Rev. sci. Instrum. **30**, 38—40, 1959, Nr. 1. (Jan.) (Pacoima, Calif., Endstrand Machine Tool Co., Turbo Div.) Zur Eichung von Präzisions-Strom- und Spannungsmeßinstrumenten für Frequenzen von 20 bis 20000 Hz wurde eine Schaltung mit Begrenzer-, Sieb- und Gegenkopplungselementen entwickelt, bei der in weiten Grenzen von der Höhe der Eingangsspannung und von der Belastung am Ausgang unabhängig die Spannung auf 0,02% konstant gehalten wird. Der Klirrfaktor beträgt maximal 0,15%, die Regelzeit liegt bei 0,1 sec. Herbeck.

—400 **Walter Hunsinger.** *Geräte und Einrichtungen zum Messen elektrischer Größen.* D. I.-Z. **101**, 961—966, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Frankfurt/Main.)

—401 **S. Stricker.** *A short note on the conditions for maximum sensitivity of the d. c. heatstone bridge.* Bull. Res. Counc. Isr. **7C**, 51—54, 1959, Nr. 1. (Apr.) (Haifa, Isr. Inst. Technol.) Schön.

—402 **J. K. Hunton.** *Analysis of microwave measurement techniques by means of signal graphs.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **MTT-8**, 206—212, 1960, Nr. 2. (März.) (Palo Alto, Calif., Hewlett-Packard Co.) Pöschl.

—403 **D. Geist.** *Eine empfindliche magnetische Waage zur Bestimmung kleiner Suszeptibilitätsdifferenzen.* Z. Phys. **158**, 359—366, 1960, Nr. 3. (14. März.) (Köln, Univ., Phys. Inst.) Es wird eine Torsionswaage angegeben, die es gestattet, Massensuszeptibilitätsdifferenzen von $\Delta H = 3 \cdot 10^{-11}$ cgs-Einheiten zu erfassen. Der überstrichene Temperaturbereich liegt zwischen 140° und $300^\circ K$. Hahnbohm.

—404 **D. G. Lampard and R. D. Cutkosky.** *Some results on the cross-capacitances per unit length of cylindrical three-terminal capacitors with thin dielectric films on their electrodes.* Proc. Instn elect. Engrs (C) **107**, 113—119, 1960, Nr. 11. (März.) (Washington, C., Nat. Bur. Stand.) Mit Hilfe konformer Abbildungen wird untersucht, wie sich bei den bekannten, dreipolig zu verwendenden Zylinder-Kreuzkondensator die Kapazitäten je Längeneinheit ändern, wenn sich auf den Elektroden eine dünne dielektrische Schicht befindet. Dabei ist grundsätzlich angenommen, daß der Querschnitt dieser Schicht über die gesamte Elektrodenlänge konstant bleibt. Anwendung auf den symmetrischen Kondensator zeigt, daß die mittlere Kapazität je Längeneinheit in erster Näherung durch dünne Schichten dielektrischen Materials auf den Elektroden nicht beeinflußt wird. Auch die einzelnen „Überkreuzkapazitäten“ (je Längeneinheit) bleiben in erster Näherung unverändert, sofern die dielektrischen Schichten zur Symmetrieebene des Kondensators symmetrisch liegen. Diese Befunde werden erhärtet durch rechnerische Untersuchungen am zylindrischen Parallelplatten-Kondensator, bei dem eine

Elektrode eine dünne, gleichmäßige dielektrische Schicht trägt. Die für die Praxis bedeutungsvolle dreidimensionale Behandlung des Problems steht noch aus.

Wießner.

11-405 R. Bechmann. *Improved high-precision quartz oscillators using parallel field excitation.* Proc. Inst. Radio Engrs. N. Y. **48**, 367-368, 1960, Nr. 3. (März.) (Fort Monmouth, N. J., U. S. Army Res. a. Devel Lab.) Piezoelektrische Schwinger in Form von Platten und Stäben können durch ein Feld senkrecht oder parallel zu den großen Flächen erregt werden. Die für die Praxis wichtigen AT- oder BT-Schnitte aus Rohquarz werden heute durch ein Feld senkrecht zur Platte erregt, wobei zwei Elektroden benutzt werden, die die großen Flächen zum Teil bedecken. Die gleiche Dickenscherschwingungsform kann man auch durch ein Feld parallel zur Platte erregen. Für maximale Erregung muß dieses Feld parallel zur Z'-Achse wirken. Die Elektroden bedecken dann einen Teil der großen Flächen, sind jedoch durch einen Spalt getrennt. Die durch ein Parallelfeld erregten Schwinger haben — im Vergleich zu den mit einem Senkrechtfeld erregten — eine höhere Güte und sollen besonders geeignet sein für Aufgaben der Frequenzstabilisierung mit extremen Anforderungen. Auch die „Alterung“ dieser Schwingertypen soll geringer sein.

Awender.

11-406 R. Gáspár, B. Koltay-Gyarmati and I. Tamássy-Lentei. *Determination of electrostatic potentials by series.* Acta phys. hung. **9**, 369-380, 1959, Nr. 4. (Debrecen Univ., Inst. Theor. Phys.) Unter Benutzung der Lösungen von Eigenwertsproblemen, die oft bei verschiedenen Gebieten der theoretischen Physik auftreten, wurde die Methode der Reihen, die bereits bei einigen Fällen zur Lösung der POISSON-Gleichung benutzt werden, aufs neue formuliert. Im Falle, daß die Ladungsverteilung durch die DIRACsche Deltafunktion ausgedrückt werden kann, kann das Potential in einer Reihe gegeben werden, die genügend rasch konvergiert. Bei einfachen Problemen kann die Form analytisch auf korrespondierende Probleme reduziert werden. Bei anderen Fällen stimmt die berechnete Potentialverteilung mit der durch Messungen in einem elektrolytischen Trog bestimmten überein. Im Falle einer elektrischen Zylinderlinse führt die Methode auf eine Potentialverteilung für beliebige Schlitzweiten.

Leisinger.

11-407 B. Konorski. *Ergebnisse neuerer Untersuchungen über das elektrostatische Feld (Teilkapazitäten).* III. Internat. Koll. Hochsch. Elektrotech. Ilmenau 1958, S. 47-51 (Łódź.) Einleitend wird am Beispiel des elektrostatischen Feldes zweier geladener Kugeln die „±-Anomalie“ beschrieben, d. h. derjenige Zustand, in dem z. B. eine Kugel mit positivem Potential Träger einer negativen Ladung ist. Im zweiten Abschnitt werden die entsprechenden Feld- und Ersatzbilder behandelt und die Frage nach ihrer realen Existenzfähigkeit erörtert. Den Hauptteil der Arbeit bildet eine Gegenüberstellung der klassischen MAXWELLSchen „Potentialkoeffizienten“ (Teilkapazitäten) und derjenigen „Kapazitätskoeffizienten“, die nicht nur von der geometrischen Konfiguration und vom Dielektrikum, sondern auch vom elektrischen Zustand der Systeme abhängen. Vf. zeigt an detailliert belegten Beispielen, daß zahlreiche Autoren die beiden Arten von Koeffizienten bisher verwechselt haben. Eine Diskussion über die Eignung der verschiedenen Koeffizienten und Vorschläge für eine eindeutige Terminologie beschließen den Bericht.

Wießner.

11-408 Hugo Leipfinger. *Die magnetischen Eigenschaften von seltenen Erdmetallen bei sehr tiefen Temperaturen.* Z. Phys. **150**, 445-435, 1958, Nr. 4. (10. März.) (München) T. H., Phys. Inst.; Herrsching, Inst. Tieftemperaturforschg., Bayer. Akad. Wiss. Untersucht werden die magnetischen Eigenschaften der seltenen Erdmetalle Ce, Pr, Nd, Sm, Tb, Dy, Ho, Tm und Yb bis herab zu 1,5° K. Danach sind die Kristallgitter von Ce, Pr, Nd, Sm und Dy aus dreiwertigen Ionen aufgebaut. Das Yb-Gitter enthält vorwiegend Yb^{2+} . Die bei den Salzen auftretenden Abweichungen vom CURIE-WEISSschen Gesetz sind durch Kristallfeldaufspaltung der Elektronenterme verursacht. In den Metallen ist diese Aufspaltung, falls überhaupt vorhanden, klein. Die Austauschwechselwirkung führt bei den Metallen meist entweder zu Ferro- oder Antiferromagnetismus. Wahrscheinlich werden ganz allgemein bei sehr tiefen Temperaturen die Metalle der ersten Hälfte Ce bis Eu antiferromagnetisch, die Metalle der zweiten Hälfte dagegen ferromagnetisch.

Rühl.

-409 **V. Arp, D. Edmonds and R. Petersen.** *Hyperfine coupling in CoFe and CoNi alloys as determined by heat capacity measurements.* Phys. Rev. Letters **3**, 212-214, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys.) Auf jeden Kern in einem Ferromagneten wirkt ein effektives Magnetfeld H_{eff} , welches von der Wechselwirkung mit unpaarigen Elektronen verursacht wird. Diese Wechselwirkung bringt eine Kernpolarisation bei tiefen Temperaturen und einen Beitrag zur spezifischen Wärme mit sich. Aus den gemessenen Werten der spezifischen Wärme bei tiefen Temperaturen kann daher H_{eff} berechnet werden. Vff. untersuchen verschiedene Co-Fe und Co-Ni-Legierungen nach adiabatischer Abkühlung mit paramagnetischen Salzen bei Temperaturen zwischen 35°K und $0,7^{\circ}\text{K}$. Die Ergebnisse für H_{eff} bei verschiedenen Co-Konzentrationen werden gegeben. Zehler.

-410 **L. M. Corliss, J. M. Hastings and R. J. Weiss.** *Antiphase antiferromagnetic structure of chromium.* Phys. Rev. Letters **3**, 211-212, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab., Chem. Dep.; Watertown, Mass., Ars.) Im Verlauf einer neutronen-Beugungsuntersuchung an Cr-Einkristallen wurde beobachtet, daß die antiferromagnetischen Überstrukturreflexe charakteristische Aufspaltungen liefern, deren Analyse zu einer Interpretation in Termen einer antiphasen-antiferromagnetischen Wechselsstruktur führt. Zehler.

-411 **S. Geschwind.** *Sign of the ground-state cubic crystal field splitting parameter in Fe^{3+} .* Phys. Rev. Letters **3**, 207-209, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Der normalerweise kugelsymmetrische $6S_{3/2}$ -Grundzustand des Fe^{3+} spaltet in kubischen Kristallfeldern auf. Und zwar hat WATANABE gezeigt, daß eine Aufspaltung, die von Störungen durch die von der $3d^5$ -Konfiguration abgeleiteten angeregten Zustände entsteht, nur gerade Potenzen des kubischen Kristallpotentials V enthält. Folglich sollte das Vorzeichen im kubischen Term des Grundzustandes des Spin-HAMILTON-Operators unabhängig vom Vorzeichen von V sein. Vff. hat dies verifiziert durch paramagnetische Resonanzmessungen an Fe^{3+} in oktaedrischer und tetraedrischer O^{2-} -Coordination in Einkristallen von Yttrium-Gallium-Granat. Ferner wurde das Spektrum von Fe^{3+} in Rubidium-Aluminium-Sulfat nachgeprüft und im Gegensatz zu Messungen anderer Vff. mit der Theorie in Einklang gebracht. Zehler.

-412 **G. E. Smith, J. K. Galt and F. R. Merritt.** *Electron spin resonance in bismuth and antimony.* Phys. Rev. Letters **4**, 276-278, 1960, Nr. 6. (15. März.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Bei einer Frequenz von 72 KMHz und $1,3^{\circ}\text{K}$ wurden im Zonenmelzverfahren gereinigte Einkristalle von Wismut und Antimon mit paramagnetischer Resonanz untersucht. Die kristallographisch orientierte plane Oberfläche bildete den Boden des Resonanztopfes. Die beobachteten Linien wurden als reine Spins resonanzen, Zyklotronresonanzen und kombinierte Bahn- und Spinübergänge von Elektronen und Defektelektronen gedeutet. Scheffler.

-413 **Clyde A. Hutchison jr. and Bernard Weinstock.** *Paramagnetic resonance absorption in neptunium hexafluoride.* J. chem. Phys. **32**, 56-61, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.; Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) In flüssigen He-Temp. wurde mit 3-cm-Wellen die paramagnetische Absorption von $^{237}\text{F}_6$ vermessen. $\Delta k = \pm 1,0$ -Übergänge wurden mit $H \perp H_0$ bzw. $H \parallel H_0$ beobachtet. Die gefundenen Linien lassen sich mit $H = \beta g \text{HS} + \text{AIS}$, $S = 1/2$, $I = 5/2$, $g = 0,604$, $A/\text{hc} = 0,0665 \text{ cm}^{-1}$ interpretieren. Das Vorzeichen des g-Faktors wurde durch Messungen mit zirkular polarisierten Mikrowellen bestimmt. Vff. schätzen das magnetische Moment des Np^{237} -Kerns von $\mu = 2,70 \mu_{\text{K}}$ ab. Scheffler.

-414 **R. J. C. Brown.** *Temperature dependence of quadrupole resonance frequencies under constant pressure.* J. chem. Phys. **32**, 116-118, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Sydney, Austr., Dep. Phys. Chem.) Unter der Annahme der Unabhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Volumen und der linearen Abhängigkeit der Gitterfrequenzen von der Temperatur wurde die 1. und 2. Ableitung der Resonanzfrequenz nach der Temperatur berechnet und mit den experimentellen Ergebnissen beim p-Dichlorbenzol verglichen. Scheffler.

11-415 G. C. Hood and C. A. Reilly. *Ionization of strong electrolytes. VIII. Temperature coefficient of dissociation of strong acids by proton magnetic resonance.* J. chem. Phys. **33**, 127-130, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Emeryville, Calif., Shell Devel. Co.) Bei 40,01 MHz wurden mit einem Spektrometer hoher Auflösung kernmagnetische Resonanzmessungen an Lösungen von Salpeter- und Perchlorsäure in Wasser über den gesamten Konzentrationsbereich bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Aus den Daten wurde die Dissoziationskonstanten berechnet und mit auf andere Weise erhaltenen Werten verglichen. Es wurde gefunden für HNO_3 bei 0,25 und 70°C 48; 27,5 und 15 und bei HClO_4 50,38 und 26. Die Werte für die Freie Energie, Enthalpie und Entropie sind ebenfalls tabelliert.

M. Wiedemann.

11-416 A. H. Silver and P. J. Bray. *NMR study of bonding in some solid boron compounds.* J. chem. Phys. **32**, 288-292, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Providence, Rhode Isl., Univ. An Pulvern der Metallboride, B-N-Verbindungen, Borfluoriden und Borhydride sowie Borate wurden die kernmagnetischen Resonanzspektren aufgenommen und daraus die elektrische Kernquadrupol-Wechselwirkung des ^{11}B ermittelt. Untersucht wurden TiB_2 , ZrB_2 , BN , Trichloroborazol, NaBH_4 , NaBF_4 , KBF_4 , NH_4BF_4 , $\text{K}_3\text{B}_3\text{O}_6$, CaB_2O_4 . Aus den Messungen können Schlüsse auf die Elektronenbindung gezogen werden. Wenn der Komplex Überschlußelektronen hat, hat das Bor die Tendenz, vier Bindungen zu bilden, entweder durch vierfache Koordinate wie in den Borfluoriden oder Borhydride oder durch dreifache Koordination mit einer Doppelbindung wie in TiB_2 , ZrB_2 und den Metaboraten.

M. Wiedemann.

11-417 M. G. Townsend and S. I. Weissman. *Possible symptom of the Jahn-Teller effect in the negative ions of coronene and triphenylene.* J. chem. Phys. **32**, 309-310, 1960, Nr. 1. (Jan.) (St. Louis, Miss., Univ.) Die verhältnismäßig große Linienbreite der Elektronenresonanz bei diesen Substanzen wird durch Messung der Sättigung auf die kurze Spin-Gitter-Relaxationszeit zurückgeführt. Vlf. vermuten, daß die durch die JAHN-TELLER-Verdrehung hervorgerufene Schwankung der Elektronenverteilung die Hyperfeinwechselwirkungen moduliert und so einen Beitrag zur Relaxation liefert. Bei negativen Benzolionen wird ebenfalls ein Beitrag zur Linienbreite durch Austauschreaktionen zwischen Ion und neutralem Benzol diskutiert. Dieser Effekt konnte bei Coronen und Triphenylen durch vollständige Reduktion ausgeschlossen werden.

Scheffler.

11-418 J. L. Ragle. *Nuclear quadrupole coupling in chlorite ion.* J. chem. Phys. **32**, 403-405, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Amherst, Mass., Univ., Dep. Chem.) Reine Quadrupolresonanzen wurden beim AgClO_4 bei Zimmertemperatur, beim NaClO_4 bei 297°K vermessen. Die beobachtete große Kopplungskonstante für AgClO_4 von 108,16 MHz bei Zimmertemperatur wird an Hand eines einfachen Modells der Elektronenstruktur diskutiert.

Scheffler.

11-419 Raymond L. Ward. *Electron spin resonance studies of the potassium salt of m-dinitrobenzene negative ion.* J. chem. Phys. **32**, 410-416, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Livermore, Calif., Univ., Lawrence Radiat. Lab.) Das K-Salz des m-Dinitrobenzols wurde in 1,4-Dimethoxyäthanlösung mit Elektronenresonanz eingehend untersucht. Die Spektren konnten durch Vergleich mit Isotopen-substituierten Substanzen (N^{15} , H^2) interpretiert werden. Es wird nur eine Stickstoffhyperfeinstruktur beobachtet; $a_N = 1,2$ Gauß, a_H für 2,4,6-Stellung = 4,6 Gauß, a_H für 5-Stellung = 1,2 Gauß. Die Salze der verschiedenen Kationen Li, Na, K, Rb und Cs zeigen verschiedene Spektren, doch findet man keine Wechselwirkung des Elektrons mit dem Kation bei Versuchen mit angereichertem Li^6 .

Scheffler.

11-420 P. A. Bender, D. A. Jennings and W. H. Tanttila. *Chlorine nuclear spin-lattice relaxation time in solid sodium chlorate and p-dichloro benzene.* J. chem. Phys. **32**, 499-502, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Boulder, Col., Univ., Phys. Dep.) Im Temperaturbereich zwischen 10°K und 300°K wurden die Spin-Gitter-Relaxationszeiten zwischen den reinen Quadrupolniveaus des Cl-Kerns in NaClO_3 und p-Dichlorbenzol mit Hilfe einer Impulsmethode gemessen. Die Sättigung wurde durch eine schnelle Impulsfolge erreicht, dann nach einer bestimmten Zeit ein nichtsättigender Impuls eingestrahlt und von den Kernen induzierte Spannung beobachtet. Die Ergebnisse decken sich mit den

HANGSchen Theorie, wenn man die DEBYE-Temperaturen für NaClO_3 und p-Dichlorenzol zu 200°K bzw. 90°K annimmt.

Scheffler.

1-421 **H. S. Gutowsky and D. W. McCall.** *Temperature dependence of the chlorine-35 quadrupole resonance frequency in molecular crystals.* J. chem. Phys. **32**, 548-552, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Urbana, Ill., Univ., Noyes Chem. Lab.) Die Temperaturabhängigkeit der Cl^{35} -Quadrupolresonanzfrequenz oberhalb 77°K wurde in polykristallinem H_2Cl_2 , CHCl_3 , CCl_4 , $(\text{CH}_3)_3\text{CCl}$ und CH_3CCl_3 untersucht. In qualitativer Übereinstimmung mit der Theorie von BAYER vergrößern sich die Frequenzen mit steigender Temperatur. Die deutlichen quantitativen Abweichungen werden diskutiert und der Annahme der Torsionsfrequenzen des Moleküls bei höherer Temperatur zugeschrieben.

Scheffler.

1-422 **Jasper A. Jackson, Joe F. Lemons and Henry Taube.** *Nuclear magnetic resonance studies on hydration of cations.* J. chem. Phys. **32**, 553-555, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Sci. Lab.) Die O^{17} -Kernresonanz wurde beim $(\text{NH}_3)_5\text{OHO}_2^{+++}$ u. a. (auf 1,3% O^{17} angereichert) in gewöhnlichem H_2O bei Zimmertemperatur untersucht. Da die Austauschzeit zwischen hydrat. H_2O und lösendem H_2O ca. 28 Std. bei 25°C beträgt, ergaben sich zwei Linien mit einem Abstand von 1,3 Gauß bei $I_0 = 10000$ Gauß. Die zweite Komponente ist dem H_2O^{17} zuzuschreiben und ist von dem gelösten Salz unabhängig. Vif. weisen auf die Möglichkeit hin, bei höherer O^{17} -Anreicherung die Koordinationszahl für hydratisierte Ionen bestimmen zu können.

Scheffler.

1-423 **Eugene Y. Wong.** *Paramagnetic resonance of Ti^{3+} , Cr^{3+} and Fe^{3+} in $\text{AlCl}_3\text{-H}_2\text{O}$.* J. chem. Phys. **32**, 598-600, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Ti^{3+} : Bei Zimmertemperatur wurde keine Resonanz gefunden; sowohl bei Temperaturen des flüssigen N_2 und flüssigen He wurde eine etwa 100 Gauß breite Linie beobachtet, die sich als HAMILTON-Funktion $H = \beta \cdot g \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{S}$ mit isotropem $g = 1,93 \pm 0,002$ beschreiben lässt. Die Breite der Linie wird einer Verdrehung des Kristalls zugeschrieben. — Cr^{3+} : Die Messungen wurden bei T_z und flüssigen N_2 -Temperaturen durchgeführt. Die Ergebnisse konnten in der HAMILTON-Funktion $H = \beta \cdot g \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{S} + D[S_z^2 - 1/3 S(S+1)] + A \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ zusammengefaßt werden. Für flüssige N_2 -Temperatur: $g = 1,977 \pm 0,001$, $D/hc = (0,0430 \pm 0,0001) \text{ cm}^{-1}$, $A/hc = (0,70 \pm 0,01) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Die Hyperfeinstruktur des Cr^{53} wurde beobachtet. — Fe^{3+} : Das Spektrum, das mit 1,2-cm-Wellen bei flüssiger N_2 -Temperatur erhalten wurde, ließ sich mit $H = g \cdot \beta \cdot \mathbf{H} + a/6 (S_\xi^4 + S_\eta^4 + S_\phi^4) + D(S_z^2 - 25/12) + (7F/36) (S_z^4 + 95/14 S_z^2 - 81/16 g = 2,002 \pm 0,002, a/hc = (1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}, D/hc = (0,150 \pm 0,002) \text{ cm}^{-1},$ $/hc = (3,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ beschreiben.

Scheffler.

1-424 **Henry Zeldes, G. T. Trammell, Ralph Livingston and R. W. Holmberg.** *Common error made in treating hyperfine effects in electron paramagnetic resonance studies of free radicals.* J. chem. Phys. **32**, 618-619, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) für den Fall eines Einzelelektrons in gequentschter Bahn (isotroper g-Faktor) und einer symmetrieachse, und für den Fall einer hybridisierten s-p-Bahn wird die Winkelabhängigkeit der Hyperfeinstruktur der paramagnetischen Resonanz angegeben. Sieht z. B. für eine reine p-Bahn nicht wie allgemein angenommen $(3 \cos^2 \alpha - 1)$, sondern $3 \cos^2 \alpha - 1)^{1/2}$.

Scheffler.

1-425 **R. D. Spence and J. A. Cowen.** *Concentration dependence of the polarization and relaxation time of Al^{27} nuclei in ruby.* J. chem. Phys. **32**, 624-625, 1960, Nr. 2. (Febr.) (East Lansing, Mich., Univ.) Bei $4,2^\circ\text{K}$ wurde die Polarisation und Relaxationszeit von Al^{27} -Kernen in Abhängigkeit von der Cr-Konzentration gemessen. Die Polarisation wurde durch Einstrahlen der Summe bzw. der Differenz von Elektronen- und Kernresonanzfrequenz erreicht. Ergebnisse:

% Cr-Gehalt	Signalvergrößerung	Relax.-Zeit
0,01	30	26 sec
0,1	30	2,6 sec
0,25	sehr wenig	$\ll 1$ sec

Scheffler.

11-426 Peter G. Lykos. *On the electron spin resonance spectra of hydrocarbon radicals.* J. chem. Phys. **32**, 625-626, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Chicago, Ill., Inst. Technol., Dep. Chem.) Die Theorie der Hyperfeinstruktur von Methylprotonen wird erweitert, indem angenommen wird, daß keine Rotation des Methyls möglich ist. Der Autor berechnet eine Hyperfeinstrukturaufspaltung von 38 Gauß, gegenüber 26 Gauß bei rotierendem Methyl. Das Ergebnis wird mit dem experimentellen Befund beim γ -bestrahltem Cyclohexan und Cyclopentan, 41 Gauß und 45 Gauß, verglichen. Scheffler.

11-427 Henry L. Cox jr. and Dudley Williams. *Zeeman splitting of nuclear quadrupole levels in cuprite.* J. chem. Phys. **32**, 633-634, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Columbus, O., Univ., Dep. Phys.) An Einkristallen von CuO_2 wurden bei 28°C im Magnetfeld Quadrupolübergänge beobachtet. Die Untersuchung der ZEEMAN-Aufspaltung für O-Cu-O-Achse parallel zu H_0 ergab folgende Kermomente: $\mu^{63} = 2,2261 \mu_k$, $\mu^{65} = 2,3765 \mu_k$, $(eQq)^{63} = 51,956 \text{ MHz}$, $(eQq)^{65} = 48,065 \text{ MHz}$. Die Übereinstimmung mit den in Pulvern bzw. Flüssigkeiten gemessenen Werten für μ und (eQq) zeigt, daß die O-Cu-O-Achse als elektrische Symmetriearchse angesehen werden kann. Der Asymmetrieparameter wird zu $\eta < 0,0012$ abgeschätzt. Scheffler.

11-428 Theodore Castner jr., George S. Newell, W. C. Holton and C. P. Slichter. *Note on the paramagnetic resonance of iron in glass.* J. chem. Phys. **32**, 668-673, 1960, Nr. 3. (März.) (Urbana, Ill., Univ., Dep. Phys.) Bei Zimmertemperatur wurden Gläser verschiedener Fe^{3+} - und Fe^{2+} -Konzentration mit Elektronenresonanz untersucht. Die Abhängigkeit der Intensität des Übergangs mit $g = 4,27$ von der Fe^{3+} -Konzentration zeigt, daß die Resonanz dem Fe^{3+} zuzuschreiben ist. Ein Spin-HAMILTON-Operator wird vorgeschlagen, der den g-Faktor erklärt und Rückschlüsse auf die Umgebung des Fe^{3+} zuläßt. Scheffler.

11-429 Hazime Kusumoto, Ian J. Lawrenson and H. S. Gutowsky. *Proton magnetic resonance studies of some silicones.* J. chem. Phys. **32**, 724-728, 1960, Nr. 3. (März.) (Urbana, Ill., Univ., Noyes Chem. Lab.) An drei kommerziell erhältlichen Silikonen wurden Linienformen und Relaxationszeiten der Protonenresonanz in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Die Linienbreite (gemessen zwischen 77°K und T_2) zeigt eine leichte Abnahme bei zwei Substanzen von 90°K bis ca. 150°K , dann bei allen Proben eine starke Verschmälerung der Linie von 19 kHz auf 2 Hz. Die Relaxationszeiten wurden von zwei Proben zwischen 160°K und 415°K mit der Spinechomethode beobachtet. Die Ergebnisse werden so gedeutet, daß bei 90°K eine intramolekulare Translationsbewegung einsetzt, bei 150°K die beginnende Rotation der $\text{Si}(\text{CH}_3)_2$ -Gruppen um die Si-O-Bindung die Absorptionslinie verschmäler. Scheffler.

11-430 Arnold Wishnia. *Proton relaxation times in protein complexes of paramagnetic ions.* J. chem. Phys. **32**, 871-875, 1960, Nr. 3. (März.) (New Haven, Conn., Univ., Dep. Chem.) In verdünnten Lösungen von Fe^{3+} , Eisenoconalbumin (FeCon), Ferrihämoglobin (Hb^+), Ferrihämoglobincyanid (HbCN) wurde die longitudinale Relaxationszeit T_1 von Protonen bei 60 MHz und 40 MHz bestimmt. Die statischen magnetischen Suszeptibilitäten wurden nach der GUYE-Methode gemessen. Ergebnisse:

	μ/μ_B	$1/NT_1 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ 60 MHz, $28,8^\circ\text{C}$	$1/NT_1 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ 40 MHz, $25,8^\circ\text{C}$
Fe^{3+}		0,931	0,973
FeCon	5,92	0,672	0,716
Hb^+	5,83	0,0275; 0,0238	
HbCN	2,50	0,00368	
H_2O		3,73 sec	
HbOH	4,48		3,45 sec

Scheffler.

I-431 **G. J. King, B. S. Miller, F. F. Carlson and R. C. McMillan.** *Electron spin resonance of colloidal sodium in sodium azide.* J. chem. Phys. **32**, 940, 1960, Nr. 3. (März.) Fort Belvoir, Virg. Eng. Res. Devel. Lab., Basic Res. Group.) Proben von Na_3N wurden in evakuierten Quarzgefäßen bei einer Temperatur von 573°K UV-Bestrahlung ausgesetzt. Das tief purpur gefärbte Produkt zeigte bei 77°K und 293°K eine einzelne symmetrische Elektronenresonanz, die den metallischen Natriumatomen zugeschrieben wird. Der g-Faktor beträgt $2,0017 \pm 0,0002$, die Spinrelaxationszeit ist $7,4 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$ bei 93°K , $23 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$ bei 77°K . Die Größe der kolloidal gelösten Partikel variierte von 0-500 Å. Scheffler.

I-432 **E. J. Burrell jr.** *EPR characterization of radicals in irradiated tetra-n-butyl ammonium halides.* J. chem. Phys. **32**, 955-956, 1960, Nr. 3. (März.) (Wilmington, Dela du Pont de Nemours Co., Engng. Dep. Radiat. Phys. Lab.) Polykristallines Tetra-n-Butylammonium-Jodid bzw. -Bromid wurde mit 2 MeV-Elektronen bei -80°C bestrahlt und bei $+25^\circ\text{C}$ auf paramagnetische Resonanz untersucht. Das sich bei beiden Substanzen, und ebenfalls beim $(\text{C}_3\text{H}_7)_4\text{N}^+\text{Br}^-$ ergebende 7-Linien-Spektrum wird dahingehend interpretiert, daß sich das einzelne Elektron in γ -Stellung befindet. Der g-Faktor beträgt $1,0024 \pm 0,0003$, die Gesamtaufspaltung 91 Gauß, die Linienbreite 10 Gauß. Scheffler.

I-433 **A. van Itterbeek, G. Forrez, J. Smits et J. Witters.** *Résonance ferromagnétique dans les films de permalloy.* J. Phys. Radium **21**, 81-84, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Leuven, Belg., Inst. Lage Temp. Tech. Fys.) Permalloy-Schichten zwischen 330 und 2200 Å werden bei 10^{-4} Torr aufgedampft. Es wird das Mikrowellen-Resonanzspektrum untersucht, wobei in der Schichtebene liegend ein magnetisches Gleich- und ein 50 Hz-Wechselfeld, die senkrecht aufeinanderstehen, überlagert wird. Das Resonanzsignal zeigt keine Abhängigkeit von der Schichtdicke, doch treten teilweise Doppelmaxima auf, was auf unterschiedliche Verteilung der Legierungskomponenten in der Schicht zurückgeführt wird. Stünkel.

I-434 **J. van den Broek, L. C. van der Marel and C. J. Gorter.** *Anomalous spin lattice relaxation in some cobalt salts at liquid helium temperatures.* Physica **25**, 371-390, 1959, Nr. 5. (Mai.) (Leiden, Kamerlingh Onnes Lab.) Die Untersuchungen wurden an Pulverproben und an Einkristallen einer Reihe von Co-Salzen mit Hilfe einer neuen Methode zur Messung langer Relaxationszeiten vorgenommen. Der Bericht umfaßt Feldabhängigkeiten, Doppelrelaxationserscheinungen, Anisotropieeffekte und Temperaturabhängigkeiten. Rühl.

I-435 **N. J. Buben, W. W. Wojewodski, A. T. Koritzki, J. N. Molin, J. J. Tscheidse und V. N. Schameff.** *Untersuchung im Prozeß der Beschießung durch schnelle Elektronen entzündeter Radikale mit Hilfe der paramagnetischen Elektronenresonanz.* Opt. i Spektrosk. **806-807**, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Mit Hilfe eines von den Vif. entwickelten Gerätes mit einer Frequenz von 9400 MHz und einem zugänglichen Temperaturbereich von -180 bis $+150^\circ\text{C}$ wurde eine große Anzahl Polymerer, fester organischer Säuren und ihrer Salze sowie einiger aromatischer Verbindungen untersucht. v. Keussler.

I-436 **N. S. Garifjanow.** *Paramagnetische Relaxation in magnetisch verdünnten Systemen.* Zh. exp. teor. Fis. **37**, 1551-1557, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Nach der Methode der paramagnetischen Relaxation in parallelen Feldern wurde im Frequenzbereich $0,3-1600 \text{ kHz}$ bei $= 90^\circ\text{K}$ in Proben mit Cr^{+++} , Fe^{+++} , Mn^{++} , Cu^{++} und VO^{++} die Abhängigkeit des Verhältnisses b/c vom Grad der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung untersucht (Konstante der magnetischen spezifischen Wärme, c CURIE-Konstante). Die Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung wurde durch Konzentrationsänderung der magnetischen Ionen in den untersuchten unterkühlten Lösungen, polykristallinen Pulvern bzw. Einkristallen variiert. In Proben mit Cr^{+++} , Fe^{+++} und Mn^{++} hängt die spezifische Wärme des Spinsystems sowohl von der Termaufspaltung im Kristallfeld als auch von magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkungen ab, für Cu^{++} und VO^{++} ($S = \frac{1}{2}$) fällt der elektrische Anteil fort. Es wird angenommen, daß bei magnetischer Verdünnung das elektrische Feld des Gitters oder Mediums konstant bleibt, dagegen natürlich nicht die magnetische Wechselwirkung. Unter gewissen Bedingungen kann man aber auch für

Cr^{+++} und Fe^{+++} ein Verschwinden des elektrischen Anteils, also einen effektiven Spin $\frac{1}{2}$ annehmen, wie das annähernde Verschwinden von b/c bei starker Verdünnung zeigt. Die Meßkurven der Spin-Spin-Absorption in verdünnten Proben mit Cr^{+++} und Fe^{+++} folgen der Theorie von SCHAPOSCHNIKOW. Die beobachtete Absorption durch Spin-Spin- und Spin-Gitter-Relaxation in den stark verdünnten Proben mit Cr^{+++} und Fe^{+++} (0,03 Mol/l) zeigt, daß für die entsprechenden Relaxationszeiten ρ_s und ρ_l gilt $\rho_s < \rho_l$, und $\rho_s \sim \sqrt{c}$ (c Konzentration). In parallelen schwachen und mittleren Feldern wurden Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturlinien beobachtet; die Intensität der Feinstrukturlinien in senkrechten Feldern war vergleichbar mit der der Hyperfeinstrukturlinien in parallelen Feldern, für große Feldstärken ist sie aber um zwei Größenordnungen kleiner als die der Hyperfeinstrukturlinien in senkrechten Feldern. Vogel.

11-437 **W. I. Awwakumow, N. S. Garifjanow, B. M. Kosyrew und P. G. Tischkow.** *Paramagnetische Resonanz und paramagnetische Relaxation in Lösungen von Salzen der Eisengruppe.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1564-1569, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die bisherigen Messungen der paramagnetischen Resonanzabsorption in Lösungen von Salzen der Eisengruppe, die in den letzten Jahren von Vf. und Mitarb. durchgeführt wurden, zeigten entweder eine Einzellinie oder ein Hyperfeinstrukturspektrum; eine aufgelöste Feinstruktur war nicht zu beobachten, obwohl sie auf die Linienbreite von Einfluß sein kann. Gemessene Größen waren die Lage der Linien (der effektive g-Faktor), die Breite der Linie oder der einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten und der Abstand zwischen den Hyperfeinstrukturpeaks. Außerdem wurde die paramagnetische Nichtresonanzabsorption in Lösungen untersucht, die bei parallelem statischen und Radiofrequenz-Magnetfeld auftritt; daraus ergeben sich die Spin-Gitter-Relaxationszeit und die Konstante b der magnetischen spezifischen Wärme. Diese Ergebnisse werden mit den bisher vorhandenen Theorien der Resonanz und Relaxation in Lösungen verglichen; dabei ergeben sich Rückschlüsse auf die Struktur der Lösungen. Es wird angenommen, daß die Solvat-Komplexe der paramagnetischen Ionen eine ausreichende Lebensdauer haben, daß sie bei den Resonanz- und Relaxationsmessungen als feste Gebilde betrachtet werden können. Die Verknüpfung zwischen der Struktur des magnetischen Komplexes und dem Resonanzspektrum besorgt das elektrische Feld der Liganden im Magnetfeld; die spektralen und Relaxationseigenschaften sind empfindlich gegen Symmetrie und Stärke dieses Feldes, also gegen Geometrie und Zusammensetzung des Komplexes. So ergibt sich aus dem Fehlen einer meßbaren Absorption in Lösungen einfacher Salze von Ti^{+++} , Co^{++} im Gegensatz zu Cr^{+++} und Cu^{++} , daß diese Ionen nicht alle Tetraederstruktur haben können. Die Theorie von ALTSCHULER und WALIJEW (Ber. **38**, 1139, 1959) beschreibt die Spin-Gitter-Relaxation für magnetisch isotrope Ionen wie Mn^{++} , Cr^{+++} und Cu^{++} -Hydrat am besten; für Ionen mit starker Anisotropie ist die Theorie von McCONNELL (J. chem. Phys. **25**, 709, 1956) besser. Vogel.

11-438 **U. H. Copvillem.** *Zweites Moment der paramagnetischen Absorptionslinien unter Berücksichtigung der Fein- und Hyperfeinstruktur.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 151-156, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Formeln von VAN VLECK und BROER zur Berechnung des reduzierten zweiten Moments $[(\Delta v)^2]$ einer paramagnetischen Resonanzlinie $\Gamma(v)$ und des zweiten Moments $[\nu^2]$ einer niederfrequenten paramagnetischen Absorptionslinie $\phi(v)$ berücksichtigen die Fein- und Hyperfeinstruktur nicht und sind nicht brauchbar für die inneren Wechselwirkungen in Kristallen und Flüssigkeiten. Auch bisherige Ansätze zur Erweiterung haben sich auf Spezialfälle beschränkt. Vf. entwickelt Ausdrücke für das reduzierte zweite Moment einer Absorptionslinie für magnetisch äquivalente paramagnetische Zentren mit beliebigem Spin in folgenden Fällen: (a) Das Feld E spaltet das Spektrum des Spinsystems in eine Reihe getrennter quasikontinuierlicher Banden; (b) das Energiespektrum des Spinsystems besteht nur aus einer quasikontinuierlichen Bande. In beiden Fällen werden nur Elektronenabsorptionslinien behandelt; alle Ergebnisse lassen sich auch auf die kernmagnetische Resonanz übertragen. Es ergibt sich ein Ausdruck zur Bestimmung der Feinstrukturkonstanten der paramagnetischen Elektronen- und Kernabsorption aus dem gemessenen zweiten Moment der Absorptionskurve. Die Abhängigkeit der paramagnetischen Spin-Spin-Relaxationszeit von der Wechselwirkung der magnetischen Momente der Elektronen mit dem inneren elek-

trischen Feld und den magnetischen Kernmomenten wird untersucht. Als Beispiel wird die Größenordnung der Spin-Spin-Relaxationszeit in diamagnetischen Kristallen mit Mn^{2+} -Fremdionen abgeschätzt. Das Ergebnis stimmt mit Messungen von HADDERS u. a. (Physica **24**, 839, 1958) überein.

Vogel.

11-439 Donald R. Whitman, Lars Onsager, Martin Saunders and Hubert E. Dubb. *Proton magnetic resonance spectrum of propane.* J. chem. Phys. **32**, 67-71, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Cleveland, O., Case Inst. Technol., Chem. Dep., New Haven, Conn., Univ., Sterling Chem. Lab.)

11-440 Martin Saunders, Janis Plostnieks, Peter S. Wharton and Harry H. Wasserman. *NMR studies on 1-methoxyvinyl esters.* J. chem. Phys. **32**, 317-318, 1960, Nr. 1. (Jan.) (New Haven, Conn., Univ., Sterling Chem. Lab.)

11-441 D. H. Anderson, Peter J. Frank and H. S. Gutowsky. *Electron spin resonance studies of semiquinones and the C-F bond.* J. chem. Phys. **32**, 196-204, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Urbana, Ill., Univ., Noyes Chem. Lab.)

11-442 Ichiro Miyagawa and Walter Gordy. *Electron spin resonance of an irradiated single crystal of alanine. Second-order effects in free radical resonances.* J. chem. Phys. **32**, 255-263, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Durham, N. Carol., Univ., Dep. Phys.)

11-443 R. C. Pastor and R. H. Hoskins. *Paramagnetic resonance in charred dextrose.* J. chem. Phys. **32**, 264-269, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Culver City, Calif., Hughes Aircr. Co., Res. Lab.)

11-444 L. Helmholz and A. V. Guzzo. *Note on the paramagnetic resonance spectrum of fluoroferrate ion FeF_6^{4-} .* J. chem. Phys. **32**, 302-303, 1960, Nr. 1. (Jan.) (St. Louis, Miss., Univ., Dep. Chem.)

11-445 Hisao Negita, P. A. Casabella and P. J. Bray. *N^{14} pure quadrupole resonances of acetonitrile and hydrocyanic acid.* J. chem. Phys. **32**, 314-315, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Providence, Rhode Isl., Univ., Dep. Phys.)

11-446 Kazuo Ito, Haruyuki Watanabe and Masaji Kubo. *Proton and B^{11} magnetic resonance of borazole.* J. chem. Phys. **32**, 947-948, 1960, Nr. 3. (März.) (Chikusa, Nagoya, Jap., Univ., Chem. Dep.)

11-447 Thomas P. Onak and I. Shapiro. *B^{11} nuclear magnetic resonance spectrum of the „diammoniate of diborane“.* J. chem. Phys. **32**, 952, 1960, Nr. 3. (März.) (Pasadena, Calif., Olin Mathieson Chem. Corp., Res. Lab.)

Schön.

11-448 H. L. Davies. *Calculation of the low-temperature magnetic susceptibility of a ruby single crystal.* Z. phys. Chem. (NF) **16**, 213-217, 1958, Nr. 3/6. (Juni.) (Ohio State Univ., Dep. Phys.) Mit Hilfe der von BROER (1942) ermittelten Energieniveaus berechnet Vf. die Suszeptibilität von Rubin. Damit ist es möglich in Verbindung mit Meßergebnissen der paramagnetischen Resonanz (MANENKOV und PROKHOV, 1955) die paramagnetische CURIE-Temperatur zu bestimmen. Die gefundenen Werte stimmen innerhalb der Fehlgrenzen mit den von DAUNT und BRUGGER (1958) gemessenen überein. Rühl.

11-449 J. H. van Vleck. *The physical meaning of adiabatic magnetic susceptibilities.* Z. phys. Chem. (NF) **16**, 358-367, 1958, Nr. 3/6. (Juni.) (Harvard Univ.) Zusammenfassende Betrachtung von Theorie und Experiment.

Rühl.

11-450 John J. Banewicz, Robert F. Heidelberg and Robert Lindsay. *High-temperature magnetic susceptibility of sintered α MnS.* Phys. Rev. (2) **117**, 736-737, 1960, Nr. 3. (1. Febr.) (Hartford, Conn., Trinity Coll.; Dallas, Tex., South. Method. Univ.) Vff. veröffentlichten Messungen der magnetischen Suszeptibilität von α -MnS, die mit der FARADAY-Methode im Temperaturbereich von 300° K bis 1244° K durchgeführt wurden. Unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate und von Meßwerten oberhalb 675° K werden die Konstanten des CURIE-WEISSschen Gesetzes für die molare Suszeptibilität χ $C_m = 3,94 \pm 0,02$ und $\Theta = 397 \pm 6$ ° K berechnet. Diese Werte stellen obere

Grenzen der Konstanten dar, da in dem Verlauf der Kurve $1/\chi = f(T)$ diese gegen die $1/\chi$ -Achse leicht konkav verläuft. Es wird angenommen, daß die Abweichung der experimentellen Größe C_m von dem theoretischen Wert 4,379, der unter der Annahme von $g = 2$ (LANDÉ-Faktor) und Mn^{++} -Ionen im s-Zustand mit fünf ungepaarten Elektronen ermittelt wurde, auf einen reduzierten Ionencharakter der MnS -Bindung zurückzuführen ist. Der kovalente Komplex mit den Mn^{++} -Ionen hat nur ein ungepaartes Elektron. Die Zunahme des kovalenten Charakters der Bindung ändert die magnetischen Eigenschaften in der richtigen Richtung.

Rohländer.

11-451 Sigurds Arajs. *Paramagnetic susceptibility of polycrystalline thulium from 300 to 1500° K.* J. chem. Phys. **32**, 951—952, 1960, Nr. 3. (März.) (Monroeville, Penn., U. S. Steel Corp. Res. Center, Edgar C. Bain Lab. Fund. Res.) Nach der FARADAY-Methode wurde die paramagnetische Suszeptibilität von polykristallinem Thulium zwischen 300° K und 1500° K untersucht. Es gilt das WEISS-CURIE-Gesetz $\chi \cdot (T - 17,4) = 4,37 \cdot 10^{-2}$ CURIE-Temperatur $= (17,4 \pm 0,5)^\circ K$, CURIE-Konstante $C = (4,37 \pm 0,13) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3 \text{ }^\circ K \text{ g}^{-1}$, $\mu_{\text{eff}} = (7,68 \pm 0,10) \mu_B$.

Scheffler.

11-452 D. Shoenberg. *The de Haas-van Alphen effect. Low Temperature* Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 450—454. (Cambridge, Royal Soc. Mond. Lab.) Nach einem kurzen Überblick über den bisherigen Stand der Kenntnisse berichtet Vf. von eigenen Experimenten an sehr vielen Metalleinkristallen. Diese Versuche wurden mit der Impulsmethode in Feldern bis zu 100 kG vorgenommen (Impulsdauer ca. 30 ms). Über Hilfsspulen wurde die Änderung der Induktion aufgezeichnet. Nur bei wenigen Metallen (Cd, Mg, Mo, Pb, Sn und W) konnten neue Oszillationen festgestellt werden. An einer großen Anzahl von Metallen war der Effekt gar nicht zu beobachten. Es ist wahrscheinlich, daß dies mit der Unvollkommenheit der benutzten Einkristalle zu tun hat, da bereits durch Winkelabweichungen der Kristallachsen um rund 0,5° die Oszillationen zur Unkenntlichkeit verwaschen werden.

Rühl.

11-453 A. V. Gold. *The de Haas-van Alphen effect in lead.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 454—457. (Cambridge, Royal Soc. Mond. Lab.) Mit der Impulstechnik wird in Feldern zu 80 kG der DE HAAS-VAN ALPHEN-Effekt an Pb-Einkristallen bei Temperaturen zwischen 1,2 und 4,2° K untersucht. Es werden drei Hauptgruppen von Oszillationen gefunden und aus der Richtungsabhängigkeit der Perioden die FERMI-Oberfläche konstruiert. Weitere Aussagen können aus der Temperatur-, Feld- und Richtungsabhängigkeit der Amplituden gewonnen werden.

Rühl.

11-454 C. M. French, J. Garside, R. C. B. Tomlinson and S. Wingfield. *The magnetic susceptibility of some semicarbazones, oximes and 2:4-dinitrophenylhydrazones.* Trans. Faraday Soc. **55**, 1689—1693, 1959, Nr. 10 (Nr. 442). (Okt.) (London, Queen Mary Coll., Chem. Dep.) Es wurden die diamagnetischen Suszeptibilitäten einiger Oxime, Semicarbazone und 2:4-dinitrophenylhydrazone gemessen. Bei allen Messungen wurden Unterschiede zwischen den experimentellen und den durch Anwendung der PASCAL-schen Methode theoretisch berechneten Werten gefunden. Sie werden hauptsächlich durch Unsicherheiten der PASCAL-PASCAULT-Werte für den in allen Verbindungen vorkommenden Stickstoff plausibel gemacht.

Klier.

11-455 J. A. Beun, A. R. Miedema and M. J. Steenland. *Magnetic susceptibilities of chromium rubidium alum below 1° K.* Physica **25**, 399—405, 1959, Nr. 5. (Mai.) (Leiden, Kamerlingh Onnes Lab.) Die Suszeptibilität χ hat im Falle $H=0$ bei $S=0,25R$ einen Maximalwert (H =äußeres Magnetfeld, S =Entropie, R =Gaskonstante). χ weist im Transversalfeld von einigen 10^2 Oe eine kleine Anisotropie mit einem flachen Minimum für die [010]-Richtung auf. Im Longitudinalfeld wird χ bis zu 500 Oe für eine Reihe von bestimmten Entropiewerten gemessen. Die Ergebnisse sind zusammen mit früheren Befunden an CH_3NH_3 -Alaun und K-Alaun diskutiert.

Rühl.

11-456 W. P. Wolf. *Cooling by adiabatic magnetization.* Phys. Rev. (2) **115**, 1196—1197 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Oxford, Engl., Clarendon Lab.) Bei gewissen paramagnetischen Salzen ist $(\partial S/\partial H)_T > 0$ (S =Entropie, H =Magnetfeld). Bei adiabatischer Magnetis-

sierung muß deshalb wegen $(\partial S / \partial T)_H > 0$ eine Abkühlung des Salzes eintreten. Vf. bespricht die physikalischen Voraussetzungen, die zu diesem Vorgang führen und nennt einige Gruppen von Substanzen (z. B. Ni^{2+} -, Ho^{3+} - und Tb^{3+} -Salze), die hierfür geeignet sein müßten. Für den Fall $\text{Ni}(\text{NH}_4)_2(\text{SeO}_4)_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$ würde z. B. bei einer Ausgangstemperatur von $0,9^\circ\text{K}$ ($H=0$) nach Ansicht des Vf. durch ein Magnetfeld von $H=19,5 \text{ kG}$ eine Endtemperatur von ca. $0,16^\circ\text{K}$ erreicht werden können. Rühl.

II-457 S. A. Kaplan. Einfluß der Anisotropie der Leitfähigkeit im Magnetfeld auf die Struktur einer Stoßwelle in der magnetischen Gasdynamik. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 252-253, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Bei konsequenter Behandlung der Stoßwellenstruktur in einem magnetisierten Plasma muß man auch dessen Anisotropie berücksichtigen, was allerdings wegen der Kompliziertheit der Ausgangsgleichungen nur durch numerische Integration möglich ist. Es gelingt jedoch eine elementare quantitative Abschätzung der Dicke einer Stoßwellenfront im Plasma, ferner eine Behandlung des qualitativen Einflusses der Leitfähigkeitsanisotropie auf die Stoßwellenstruktur. Vf. geht dabei aus von der Induktionsgleichung für ein anisotropes Plasma im stationären Fall mit den Erhaltungsbedingungen für Massen- und Impulsstrom und Konstanz der Normalkomponente an der Wellenfront. Für die Dicke der Front folgt die Größenordnung $c^2/4\pi\sigma u_x$ (u_x Strömungsgeschwindigkeit); die Anisotropie hat also auf die Struktur einer senkrechten Stoßwelle gar keinen Einfluß. Bei einer geneigten gasmagnetischen Stoßwelle dreht sich der Feldvektor in der Wellenfront um die Normale (Verallgemeinerung der Drehung der Polarisationsebene im anisotropen Medium auf eine nichtlineare Bewegung). Die Dicke der Front hängt jetzt stark von der Anisotropie ab: Sie ist $(c^2 + \pi\sigma)(\omega\tau\cos\varphi)^2/(u_x - H_x^2/4\pi j)$ (φ Winkel der Wellenfront zum Magnetfeld). Bemerkenswert ist das Auftreten des Quadrats der Feldstärke. Vogel.

II-458 W. I. Zepljajew. Der isotherme Sprung in der magnetischen Hydrodynamik. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 255-256, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Unter gewissen Bedingungen spielt in der magnetischen Hydrodynamik die Wärmeleitfähigkeit die entscheidende Rolle bei der Verschmierung einer Stoßwellenfront; die magnetische Viskosität kann vernachlässigt werden. Berücksichtigt man nur die Wärmeleitfähigkeit, so erhält man einen isothermen Sprung; nur bei Gasgeschwindigkeiten im Unendlichen unterhalb von $u_2 = (\gamma + 1)/(3\gamma - 1)$ (dimensionslose „Geschwindigkeit“ $u = v/v_1$) ändern sich ohne Magnetfeld die hydrodynamischen Größen stetig. Im Magnetfeld nimmt die Grenzgeschwindigkeit auf 1 ab; der isotherme Sprung tritt bei um so kleineren Amplituden auf, je höher das Feld ist. Es werden Beziehungen zwischen den kritischen Größen und für den Zustand der Welle vor und hinter dem isothermen Sprung aufgestellt. Vogel.

I-459 Ken-iti Goto. Relativistic magneto-hydrodynamics. Progr. theor. Phys., Kyoto **20**, -14, 1958, Nr. 1. (Juli.) (Osaka, Univ.) Nach Ableitung der relativistischen BOLTZMANN-Gleichung werden Gleichungen für ein einfaches Gas in einem äußeren Magnetfeld abgeleitet, was möglich ist, obwohl die magnetische Kraftwirkung von der materiellen Geschwindigkeit abhängt. Zur Kontinuitäts- und Bewegungsgleichung, in denen der Energie-Impulstensor analog zur gewöhnlichen Hydrodynamik mit der 1. und 2. Näherung der Verteilungsfunktion berechnet wird, tritt die Ableitung der Gleichungen für das vollständig ionisierte Gas für eine Art von Ionen, und unter Annahme von nur elastischen Kollisionen, also ohne Anregungseinsierung, Rekombination und Kernreaktionen. Des weiteren werden Gleichungen für ein teilweise ionisiertes Gas angegeben und die verallgemeinerte Zirkulation und das Wirbeltheorem für isentropische Strömung einfacher idealer Gase behandelt. Schließlich wird eine Verallgemeinerung der RANKINE-HUGONIOTschen Gleichungen für eine eindimensionale Strömung in einem homogenen Magnetfeld angegeben. Steinacker.

I-460 Nobumichi Mugibayashi. An example of one-dimensional oscillatory motion in magnetohydrodynamics. Progr. theor. Phys., Kyoto **20**, 241-243, 1958, Nr. 2. (Aug.) (Kobe, Univ., Dep. Phys.) Ausgehend von den eindimensionalen magnetohydrodynamischen Gleichungen in der LAGRANGESchen Form wird eine Familie von partikulären Gleichungen gefunden, die als besonderes Kennzeichen ergeben, daß das bewegte Gebiet im Medium dem unbewegten benachbart ist. Die partikulären Lösungen, die für

die zwei Gebiete gesucht werden, ergeben, daß je nach Wahl von drei Konstanten entweder Ausdehnung oder Kompression ohne Stoßwellen stattfindet, oder die anfängliche Bewegung entweder Kompression oder Expansion ist. Im zweiten Gebiet muß der Gesamtdruck konstant sein, und die Grenzfläche ähnelt einer Kontaktsprungstelle. Es zeigt sich, daß hier die Strömung in einem Gebiet, das einem solchen konstanten Zustandes benachbart ist, keine einfache Welle darstellt.

Steinacker.

11-461 J. N. Schuljarewski und W. G. Padalka. *Der anomale Skin-Effekt und die optischen Konstanten von Kupfer, Silber, Gold und Nickel im infraroten Gebiet des Spektrums.* Opt. i Spektrosk. 6, 776—779, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Unter Zugrundelegung von den VII. früher erhaltener Werte der optischen Konstanten von Cu, Ag, Au und Ni wurden mit Hilfe der Theorie des anomalen Skin-Effektes die Konzentration der Leitungselektronen, die Relaxationszeit und das Produkt der Geschwindigkeit an der FERMI-Grenze mal Diffusionskoeffizient berechnet. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Leitfähigkeit im Vakuum aufgedampfter dicker Metallschichten derjenigen massiver Metalle gleich ist.

v. Keussler.

11-462 W. L. Gurjewitsch. *Absorption von Ultraschall in Metallen im Magnetfeld. II.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1680—1691, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vf. behandelt die Absorption von Ultraschall in einem Metall für so große Magnetfelder, daß der LARMOR-Radius der Leitungselektronen klein gegen die Schallwellenlänge ist. Dabei werden hauptsächlich die Grenzfälle untersucht, die allen möglichen Beziehungen zwischen diesen beiden Längen und der freien Weglänge entsprechen. Der Absorptionskoeffizient wird durch simultane Lösung der kinetischen Gleichung und der MAXWELLSchen Gleichungen bestimmt. Es zeigt sich, daß es im Magnetfeld zwei Absorptionsmechanismen gibt. Der eine, der Deformationsmechanismus, bestimmt die Absorption auch ohne Magnetfeld; sein Absorptionskoeffizient läßt sich durch ein Deformationspotential ausdrücken, d. h. durch die Funktionen, welche die Änderung der Elektronenenergie infolge einer Gitterdeformation bestimmen. Im starken Magnetfeld ist für experimentell erreichbare Ultraschallfrequenzen dieser Zusammenhang in einigen Fällen ziemlich einfach, so daß man aus Absorptionsdaten mit hoher Genauigkeit auf die Größe des Deformationspotentials schließen kann. — Der zweite Mechanismus, die Induktionsabsorption, beruht auf den elektrischen Feldern, die entstehen, wenn der durch eine Schallwelle deformierte Leiter Magnetfeldlinien schneidet. Die Absorption beruht auf der JOULESchen Wärme, die durch diese Felder erzeugten Ströme. Der Koeffizient der Induktionsabsorption läßt sich durch einige Kombinationen der Komponenten des Leitfähigkeitsensors ausdrücken, im allgemeinen unter Berücksichtigung ihrer räumlichen und zeitlichen Dispersion in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Das asymptotische Verhalten des Leitfähigkeitsensors im starken Feld wird unter Berücksichtigung der räumlichen Dispersion bestimmt.

Vogel.

11-463 G. P. Motulewitsch. *Zusammenhang der optischen Konstanten der Metalle mit ihren Mikrogrößen.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1770—1774, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) In den bisherigen Theorien des optischen Verhaltens der Metalle werden der Quantencharakter der Wechselwirkung der Leitungselektronen mit dem elektromagnetischen Feld und die Rolle der Stöße der Leitungselektronen untereinander nicht berücksichtigt, obwohl sie nach Ausweis des Experiments schon im nahen Ultrarot wesentlich sind. Vf. versucht ein zutreffendes Schema zur Auswertung experimenteller Befunde zu entwickeln, das diese Tatsachen berücksichtigt. Dieses Schema benötigt außer Messungen der optischen Konstanten Leitfähigkeitsmessungen an den gleichen Proben bei verschiedenen Temperaturen; hieraus lassen sich dann die Leitungselektronenkonzentration, die Geschwindigkeit der Elektronen an der FERMI-Grenze, die Frequenzen der Elektron-Phonon-Stöße, der Stöße zwischen Elektronen und Verunreinigungen und der Stöße der Elektronen untereinander bestimmen. Dabei wird ein Modell des Metalls benutzt, in dem sich die effektive Stoßzahl aus den genannten drei Anteilen zusammensetzt. Die Leitungselektronen sollen ein FERMI-Gas mit kugelförmiger FERMI-Fläche bilden, die Reflexion der Leitungselektronen an der Metalloberfläche soll diffus sein. Außerdem soll die Lichtfrequenz groß gegen den Quotienten aus Elektronengeschwindigkeit an der FERMI-Grenze und Dicke der Skinschicht sein, ebenso groß gegen die effektive Stoßzahl, dagegen klein gegen die Grenzfrequenz des inneren Photoeffekts.

Vogel.

11-464 O. W. Konstantinow und W. I. Perel. Zur Möglichkeit eines Durchgangs elektromagnetischer Wellen durch ein Metall in einem starken Magnetfeld. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 161-164, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Eine elektromagnetische Welle mit einer Frequenz ω unterhalb der Plasmafrequenz ω_0 kann das Plasma nicht durchdringen (imaginärer Brechungsindex). Im Magnetfeld parallel zur Ausbreitungsrichtung lautet der Brechungsindex $N_0 : N_{0\perp}^2 = 1 - \omega_0^2 / \omega(\omega + \omega_z)$, ω_z LARMOR-Frequenz des Elektrons, \pm : Die beiden Zirkulärpolarisationsrichtungen. Bei $\omega < \omega_z$ kann also die Welle mit $N_{0\perp}$ durch das Plasma dringen, falls $(\omega_z - \omega)/v \gg 1$ ist, also auch durch eine Metallplatte mit einem starken Magnetfeld senkrecht zu ihrer Ebene. Eine linearpolarisierte Welle verwandelt sich in eine zirkulärpolarisierte; Brechungsindex und Durchlässigkeit hängen vom Magnetfeld ab. Für ein klassisches Elektronengas ohne Berücksichtigung der räumlichen Dispersion gilt der obige Ausdruck für den Brechungsindex, aber für die Elektronenkonzentrationen in Metallen ist die räumliche Dispersion bestimmt sehr wesentlich. Ihr Einfluß wird für ein vollständig entartetes Elektronengas mit quadratischem isotropem Dispersionsgesetz untersucht. Stöße werden in der Näherung der Relaxationszeit mit $\omega_z^* - \omega \gg v$ berücksichtigt. Wie sich zeigt, führt die räumliche Dispersion nur zu kleinen Korrekturen, wenn $\gamma = (r_0/\lambda)^2 (1 - \omega/\omega^*)^{-2} < 1/2$ (r_0 LARMOR-Radius des Elektrons an der FERMI-Fläche, λ Wellenlänge im Medium). Bei $\gamma > 2/3$ tritt starke Dämpfung ein infolge der räumlichen Dispersion (Eindringtiefe einige r_0). Bei $\gamma < 1/2$ wird die durchgehende Amplitude durch die FRESNELSchen Formeln gegeben, Grenzefekte infolge der räumlichen Dispersion sind unwesentlich, wenn die Platte dicker als einige r_0 ist. Für Elektronenkonzentrationen von 10^{22} cm^{-3} kommt die Welle nur in sehr starken Feldern ($\geq 3 \cdot 10^5 \text{ Oe}$) durch, bei kleineren Konzentrationen wesentlich leichter.

Vogel.

11-465 Huzio Nakano. On a variation principle for calculating the electrical conductivity. Progr. theor. Phys., Kyoto **32**, 453-455, 1959, Nr. 3. (Sept.) (Nagoya, Univ., Dep. Gen. Educat.) Eine kürzlich angegebene neue Methode zur Behandlung der elektrischen Leitfähigkeit wird jetzt in Form eines Variationsprinzips formuliert.

Martienssen.

11-466 Michel Caron et G. Chaudron. Conductibilité électrique aux très basses températures des métaux de très haute pureté et application aux phénomènes de recristallisation. Publ. sci. tech. Minist. Air 1957, Nr. 328, S. 1-58. Die Untersuchungen wurden an Al und Fe durchgeführt. Rekristallisationszustand und Reinheitsgrad können durch Widerstandsmessungen bei tiefen Temperaturen sehr gut kontrolliert werden. Rühl.

11-467 B. Lüthi. Longitudinal magnetoresistance of metals in high fields. Phys. Rev. Letters **2**, 503-504, 1959, Nr. 12. (15. Juni.) (Zürich, Switz., Fed. Inst. Technol., Inst. Kalor. App., Kältetechn.) Vf. berichtet von Messungen, die mit der Impulsmethode (Impulsdauer zwischen 5 und 30 ms) an polykristallinen Metallproben bis zu Kraftflußrichtungen von 200 kG durchgeführt wurden. Aus der Darstellung im JUSTI-KOHLER-Diagramm geht hervor, daß sich bei Ag, Au, Zn, Sn, Ni und Pt bei hinreichend hohen longitudinalen Feldern Sättigungserscheinungen bemerkbar machen. Die relative Widerstandsänderung von Pb folgt einer $H^{1/2}$ -Abhängigkeit, während für Li streng lineares Verhalten beobachtet wird. Rühl.

11-468 B. Lüthi and J. L. Olsen. Magnetoresistance measurements on metals in very high fields at liquid helium temperature. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 479-481. (Zürich, Swiss Fed. Inst. Technol., Inst. Kal. App. Kältetechn.) Mit der Impulsmethode wird die magnetische Widerstandsänderung an polykristallinen Sn-Proben unterschiedlicher Reinheit in Feldern zwischen 10 und 200 kOe untersucht. Noch bei höchsten Feldern ist kein Anzeichen einer Sättigungserscheinung beobachtbar. In einem Diagramm sind die bisherigen Ergebnisse an Cu, Al und Sn zusammengefaßt. Rühl.

11-469 D. K. C. MacDonald. Electron transport in a magnetic field. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 474-479. (Ottawa, Nat. Res. Coun., Div. Pure Phys.) Vf. faßt kurz die bisherigen Erfolge von Theorie und Experiment über Widerstandsänderung und HALL-Effekt im Magnetfeld zusammen. Die

experimentellen Schwierigkeiten (z. B. Elektrodenanordnung und Probendimensionierung) werden an Hand eigener Versuche an Natrium erörtert. Rühl.

11-470 J. L. Olsen. *Magnetoresistance and size effects in indium at low temperatures.* Helv. phys. Acta **31**, 713-726, 1958, Nr. 7. (30. Dez.) (Zürich, E. T. H., Inst. Kalor. App. Kältetech.) Aus Messungen des elektrischen Widerstandes sehr reiner Indium-Drähte in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser wird für $H = 0$ der Wert $\rho_b \cdot l = 1,8 \cdot 10^{-11} \Omega \text{cm}^2$ berechnet (ρ_b = Widerstand großer Indiumproben, l = mittlere freie Weglänge der Elektronen, H = angelegtes Magnetfeld). Abweichungen von der MATHIESSENSCHEN Regel sind vom Drahtdurchmesser abhängig. Die gefundene magnetische Widerstandsänderung bei dicken Proben steht in Übereinstimmung mit von FORUD, JUSTI und KRAMER (1940) angegebenen Resultaten. Bei weiterer Felderhöhung wird zunehmende Sättigung beobachtet. Die dünnen Proben zeigen im Quer- und Längsfeld eine Abhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung vom Probendurchmesser, ähnlich den von McDONALD und CHAMBERS für Na angegebenen Effekten. Hieraus kann abgeschätzt werden, daß für In $m^* v$ etwa dreimal so groß ist, wie der für freie Elektronen erwartete Wert (m^* = effektive Masse, v = mittlere Geschwindigkeit der Elektronen an der FERMI-Oberfläche). Rühl.

11-471 J. S. Dugdale and D. Gugan. *The electrical resistivity of the two phases of sodium at low temperatures.* Proc. roy. Soc. (A) **254**, 184-204, 1960, Nr. 1277. (Ottawa, Can., Nat. Res. Counc., Div. Pure Phys.) Unterhalb 70°K findet in Na-Proben eine Strukturänderung von der Art der Martensitumwandlung (raumzentriert zu hexagonal dichtester Packung) statt. Gemessen wird der elektrische Widerstand von durch Temperaturerniedrigung oder durch Kaltverformung teilweise oder ganz umgewandelten Na-Drähten und daraus der spezifische elektrische Widerstand der beiden Phasen im Temperaturbereich zwischen 15 und 50°K bestimmt. Der Idealanteil des Widerstandes der hexagonalen Phase ist danach z. B. bei 20°K um rund 40% niedriger als der der raumzentrierten Phase, während der Restwiderstand von der Umwandlung praktisch nicht beeinflußt wird. Rühl.

11-472 J. E. Kunzler and J. H. Wernick. *Low temperature resistance measurements as a means of studying impurity distributions in zone refined ingots of metals.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 244-247. (Murray Hill, N. J., Bell Tel. Labs. Inc.) In vielen Fällen können zur Prüfung von zonengereinigten Proben Messungen des elektrischen Widerstandes bei tiefen Temperaturen zweckmäßiger sein als analytische Methoden, da die Höhe des elektrischen Restwiderstandes direkt abhängig ist von den vorhandenen Verunreinigungen. Die angewandte Meßmethode erlaubt relative Angaben des Widerstandes auf $10^{-10} \Omega$ genau. Entlang der Proben wird eine größere Zahl von Elektroden angebracht und für jedes Teilstück das Restwiderstandsverhältnis $R_{4,2^\circ\text{K}}/R_{273^\circ\text{K}}$ bestimmt. Dieses Verhältnis gegen die Probenlänge aufgetragen, gibt einen raschen Überblick über die Verteilung der Verunreinigungen und die durch das Zonenschmelzen bewirkten Konzentrationsänderungen. Rühl.

11-473 J. K. Galt, W. A. Yager, F. R. Merritt, B. B. Cetlin and A. D. Brailsford. *Cyclotron absorption in metallic bismuth and its alloys.* Phys. Rev. (2) **114**, 1396-1413, 1959, Nr. 6. (15. Juni.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.; Dearbor, Mich., Ford Motor Co.) Die zu untersuchenden Proben haben Scheibenform und bilden einen Teil der Wand eines Hohlraumresonators, so daß die Mikrowellen als zirkular-polarisierte Strahlung auftreffen. Außer dem Mikrowellenfeld (Frequenz 24 und 72 GHz) wird ein Magnetfeld angelegt, und zwar sowohl parallel als auch normal zur Probenoberfläche. Im letzteren Falle ist eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Löchern möglich. Im reinen Bi ist die Zahl der Elektronen gleich der Löcher. Beim Hinzulegieren von Sn bzw. Te erhöht sich die relative Zahl der Löcher bzw. Elektronen. Das Ellipsoidmodell des Elektronenbandes und das Rotationsellipsoidmodell des Lochbandes wurde für eine klassische magneto-ionische Theorie des Effektes verwandt. Dabei konnte eine befriedigende Übereinstimmung erzielt werden für den Fall des zur Probenoberfläche normalen Magnetfeldes. Die Massenparameter für ein Ellipsoid im Elektronenband sind: $m_1 =$

,0088; $m_2 = 1,80$; $m_3 = 0,02323$; $m_4 = \pm 0,16$ und für das Lochband $M_1 = M_2 = 0,68$ und $M_3 = 0,92$. Zehler.

1-474 **Jack Yahia and Jules A. Marcus.** *Galvanomagnetic effects in gallium at 4,2° K.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 459-462. Evanston, Ill., Northwestern Univ.) An Ga-Einkristallen verschiedener Orientierung werden bei 1,4; 4,2 und 77° K HALL-Spannung, magnetische Widerstandsänderung und E HAAS-VAN ALPHEN-Perioden gemessen. Rühl.

1-475 **O. S. Galkina und L. A. Tschernikowa.** *Zusammenhang zwischen der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes bei tiefen Temperaturen und dem galvanomagnetischen Effekt in starken Magnetfeldern.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 3-6, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) In Fortführung einer früheren Arbeit (J. exp. theor. Phys. 34, 1070, 1958), in der für die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von Ni, Fe und Ni-Cu-Legierungen zwischen 2 und 30° K das Gesetz $\rho = \rho_0 + C(I_0 - I_s)/I_0 = \rho_0 + Cn$ gefunden wurde (n: Konzentration der Ferromagnonen, I_s spontane Magnetisierung, Zusatzglied rückt den Einfluß der Leitungselektronenstreuung an Spinwellen aus) wird jetzt ein quantitativer Vergleich des gemessenen Zusatzwiderstandes mit der Theorie versucht. Da sowohl der Zusatzwiderstand und seine Temperaturabhängigkeit als auch die magnetische Widerstandsänderung im starken Feld auf der Ferromagnonenstreuung beruhen, soll der Zusammenhang dieser Effekte experimentell bestimmt werden. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes wird für Ni-Cu-Legierungen mit 39,6; 44,55 und 49,6% zwischen 7 und 30° K gemessen. Mit Hilfe des $T^{3/2}$ -Gesetzes für die spontane Magnetisierung I_s kann man den spezifischen Widerstand mit der Konzentration der Ferromagnonen $n = 1 - I_s/I_0$ verknüpfen und damit den Zusatzwiderstand bzw. den Koeffizienten $(\rho - \rho_0)/n$ erhalten. Ein Vergleich mit der Größe $\Delta\rho/\Delta n$ ($\Delta\rho$ und Δn : Änderungen von ρ und n infolge der Änderung der wahren Magnetisierung im starken Magnetfeld) zeigt innerhalb der Meßfehlergrenzen Übereinstimmung. Das wird als indirekte Bestätigung der Annahme gewertet, daß der Widerstand ferromagnetischer Legierungen bei tiefen Temperaturen auf der Streuung an Inhomogenitäten des magnetischen Moments des Gitters beruht. Vogel.

1-476 **I. M. Lifschiz und W. G. Pestschanski.** *Galvanomagnetische Größen von Metallen mit offenen Fermi-Flächen. II.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 188-193, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Für Metalle mit offenen FERMIFlächen ist eine starke Anisotropie des Widerstandes und des HALL-Feldes in starken Magnetfeldern kennzeichnend, die stark von der Topologie der FERMIFläche abhängt (offene oder geschlossene Elektronenbahnen im Impulsraum für die betreffende Feldrichtung). Auf Grund einer früher entwickelten (Ber. 17, 1958; 39, Nr. 4-446, 1960) allgemeinen Theorie der galvanomagnetischen Erscheinungen in Metallen mit beliebiger FERMIFläche werden nur konkrete Rechnungen für einige topologische Typen von FERMIFlächen vorgeführt; einen Spezialfall dieser Flächen bildet die von PLIPPARD für Cu konstruierte. Die stereographische Projektion der Widerstände, die man für eine offene Fläche dieses Typs erhält, stimmt gut mit den Messungen von Au überein (ALEXEJEWSKI und GAIDUKOW, Ber. 38, 1975, 1959). Die Eigentümlichkeiten der galvanomagnetischen Effekte werden besonders auch für gewellte und doppelt gewellte Flächen untersucht. Es wird auf die Möglichkeit eines neuen Typs von Winkelingularitäten hingewiesen, die auf dem plötzlichen Umschlagen der Richtungen gewellten Bahnen für Feldrichtungen beruhen, die senkrecht auf einer solchen gewellten Fläche stehen. Möglichkeiten zur vollständigeren Bestimmung des Energiespektrums aus den galvanomagnetischen Größen eines Metalls werden diskutiert. Mit Hilfe der Polaridiagramme, die man bei verschiedenen Orientierungen des elektrischen Feldes erhält, kann man nicht nur das Gebiet magnetischer Feldrichtungen bestimmen, für das diese Bahnen bestehen, sondern auch eine stereographische Projektion dieser Bahnen konstruieren. Widerstandsanisotropie und HALL-Effekte ermöglichen eine genauere Untersuchung der Topologie der FERMIFläche. Vogel.

1-477 **J. S. Borowik und W. G. Wolozkaja.** *Galvanomagnetische Erscheinungen in Gallium und Aluminium.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 261-262, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Da

Vff. über bedeutend reinere Proben verfügten als frühere Autoren (Widerstandsänderungen zwischen Zimmer- und Helium-Temperaturen um mehr als drei Größenordnungen), konnten sie weiter ins Gebiet hoher effektiver Felder vordringen. Im Zusammenhang mit den Ergebnissen von LÜTHI und OLSEN (Ber. 36, 699, 1957) ist dies besonders wichtig. Das In wurde als Einkristall, das Al als Polykristall im zum Strom senkrechten Magnetfeld untersucht. Beim In zeigten die Widerstandsänderung und HALL-Effekt eine isotrope HALL-Konstante, die zwischen 10 und $28 \cdot 10^3$ Oe nicht von dem Feld abhängt: $R = 1,5 \cdot 10^{-3}$ CGSM. Der Tangens des HALL-Winkels steigt mit dem Magnetfeld linear an; in den größten verwendeten Feldern hatte er den Wert 20. Anisotropie des Widerstandes im Magnetfeld ist gering ($\lesssim 25\%$). In großen Feldern geht der Widerstand gegen einen Grenzwert. Beim Al ist die Abhängigkeit $\tan \phi(H)$ ähnlich ebenso $\Delta r/r_0(H)$. Die HALL-Konstante in großen Feldern ist $9,4 \cdot 10^{-4}$. Die Diskrepanz mit LÜTHI und OLSEN wird durch unrichtige Eliminierung des Einflusses des HALL-Feldes auf die Widerstandsmessungen bei diesen gedeutet (HALL-Feld eine Größenordnung höher als Feld in Stromrichtung). Die Ergebnisse für In bestätigen die Annahme einer geschlossenen FERMI-Fläche und verschiedener Elektronen- und Löcherdichten. Für das Al scheint dasselbe zu gelten. Aus der HALL-Konstante $R = 1/nec$ ergibt sich die Differenz zwischen Löcher- und Elektronenkonzentration für In zu $n = 4,2 \cdot 10^{22}$, für Al zu $n = 6,7 \cdot 10^{22}$. Voge

11-478 Julius Babiskin and P. G. Siebenmann. *A new type of oscillatory magnetoresistance in metals*. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wis. 1958, S. 463-466. (Washington, D. C., U. S. Naval Res. Lab.)

11-479 R. G. Chambers. *Cyclotron resonance in bismuth*. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wis. 1958, S. 470-473. (Cambridge, Royal Society Mond. Lab.) Rüh

11-480 Ted G. Berlineourt. *Hall effect, resistivity and magnetoresistivity of Th, U, Zr and Nb*. Phys. Rev. (2) 114, 969-977, 1959, Nr. 4. (15. Mai.) (Canoga Park, California, Internat. Atomics, Div. N. Am. Aviat.) An den Stoffen Th, U, Zr, Ti und Nb wurde der HALL-Effekt, der spez. Widerstand und die magnetische Widerstandsabhängigkeit im Temperaturbereich von $\sim 1^\circ\text{K}$ bis Zimmertemperatur und bei Magnetfeldstärken bis zu 30 Kilogauss untersucht. Bei den HALL-Koeffizienten von U, Ti und Zr wurde eine starke Abhängigkeit von Temperatur und Reinheit beobachtet. Der HALL-Koeffizient des Zr war außerdem bei der Temperatur des flüssigen Heliums stark magnetfeldabhängig. Vergleiche mit der Theorie zeigten, daß die bestehenden Theorien nicht ausreichen, um quantitativ die beobachteten Abhängigkeiten des HALL-Effektes und des spez. Widerstandes von Magnetfeld und Temperatur zu erklären. Ein ungewöhnliches Verhalten zeigte Nb bei dem vom Magnetfeld hervorgerufenen Übergang zur Supraleitung. Henke

11-481 C. G. Grenier, J. M. Reynolds and Sayed A. Ali. *Oscillatory Hall effect in bismuth*. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wis. 1958, S. 457-460. (Baton Rouge, Louis., State Univ.) Die der HALL-Spannung im Magnetfeld überlagerten periodischen Schwankungen konnten an einer dünnen Einkristallplatte bei Stromdichten von 40 A/cm^2 und hoher Spannungsempfindlichkeit ($\pm 0,5$ bis $1 \cdot 10^{-9} \text{ V}$) der Messordnung nachgewiesen werden. Ihre Amplituden sind bei hohen Feldern größer. Sie findet stets Doppelmaxima. Die Lage der einen Serie (gegen $1/H$ aufgetragen) stimmt mit den DE HAAS-VAN ALPHEN-Oszillationen überein. Rü

11-482 N. W. Wolkenstein und G. W. Fjodorow. *Temperaturabhängigkeit des HALL-Effekts bei reinen Ferromagnetika*. Sh. exp. teor. Fis. 38, 64-68, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Der HALL-Effekt bei Ferromagnetika unterscheidet sich vom üblichen durch einen „Anomalien“, die auf der spontanen Magnetisierung beruhen: Die HALL-Spannung hängt nicht mehr nur von der äußeren Feldstärke, sondern auch von der Magnetisierung I ab, und zwar nicht nur über die Induktion B : $E_H = R_0 B + R_s 4\pi I$, R_0 übereinstimmt mit der „spontane“ HALL-Konstante. R_0 hat ähnliche Größe wie bei anderen Metallen, kann um zwei oder mehr Größenordnungen höher sein. R_0 und R_s haben ausgeprägte Temperaturabhängigkeit. Rü

peraturabhängigkeiten, besonders R_s . Unterhalb des ferromagnetischen CURIE-Effekten können diese Abhängigkeiten auch nichtmonoton werden. Vff. maßen den Effekt und den spezifischen Widerstand folgender Ferromagnetika (in Klammern: ρ_{20}): Fe (11,45), Ni (57,2), Co (66,3), (chemische Reinheit 99,998%), zwischen 300 und 4,2° K in einer Potentiometerapparatur nach einer früher beschriebenen Methode. Fe zeigen beide HALL-Konstanten bei allen Temperaturen positives Zeichen; R_s mit sinkender Temperatur schnell ab, wird bei H-Temperaturen vergleichbar mit Ni und hat ein Extremum bei 40° K. Beim Ni ist nur das Vorzeichen beider Konstanten R_s , sonst das Verhalten ähnlich (Extremum von R_s bei 30° K). Anders verhält sich Co. Bei Zimmertemperatur ist R_s positiv, R_0 negativ und $|R_0| \gtrsim R_s$; bei N-Temperatur ist R_s negativ und auch im Betrag ähnlich wie R_0 ; bei 80° K nimmt R_s ein Extremum an. Die Änderung im untersuchten Temperaturgebiet ist wesentlich kleiner als bei Fe und Ni. Das Extremum liegt bei allen drei Stoffen bei reduzierten Temperaturen $T/\Theta_s = 0,04 \dots 0,06$. Mit Hilfe einer Theorie von TSCHEREMUSCHKINA (Westnik MGU, Mat.-Mech. 1, 121, 1958) läßt sich die Temperaturabhängigkeit von R_0 qualitativ erklären (einschließlich der Nichtmonotonie bei tiefen Temperaturen), wenn man die Unstetigkeiten des Energiespektrums und des Streumechanismus im Ferromagnetismus beachtet (Polarisation der Leitungselektronen, Streuung an Inhomogenitäten des magnetischen Moments u. a.). Die Bedeutung der spontanen HALL-Konstante R_s ist noch klar; sie beruht offenbar auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung der Ladungsträger; eine befriedigende Deutung ihrer Größe und T-Abhängigkeit gelingt aber mit der bestehenden Theorie. Vogel.

83 **James C. Swihart.** *Isotope effect in the Bardeen-Cooper-Schrieffer and Bogoliubov theories of superconductivity.* Phys. Rev. (2) **116**, 45—52, 1959, Nr. 1. (1. Okt.) (Poughkeepsie, N. Y., Internat. Bus. Mach. Corp., Res. Center.) VI. zeigt, daß die Theorien der Supraleitung von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER sowie von BOGOLIUBOV einen Isotopeneffekt voraussagen, der für alle Supraleiter derselbe ist, solange man die COULOMBSche Zwischenwirkung vernachlässigt. Dies wird durch Aufstellung des Systems von Integralgleichungen in einer masseninvarianten Form demonstriert, wobei jedoch nur wirkliche Lösungen, sondern nur Näherungslösungen besprochen werden. Die Theorie sagt aus, daß H_0 , $T_{\text{krit.}}$ und der Energiezweihenraum bei $T = 0$ proportional $T^{-1/2}$ ist. Der Einschluß von COULOMBSchen Zwischenwirkungen zerstört die Invarianz der Gleichungen und bringt Abweichungen von dem Exponenten $-1/2$. Die Größe der Abweichungen hängt speziell von dem betrachteten Supraleiter ab. Zusätzlich wird die BARDEEN-PINES-Zwischenwirkung der Elektronen bei Berücksichtigung der normalisierten Anfangsenergien sowie der Wirkung der Zustandsdichte auf die Isotopenverschiebung behandelt. Thoma.

84 **H. Suhl and B. T. Matthias.** *Exchange scattering in superconductors.* Phys. Rev. **116**, 5—6, 1959, Nr. 1. (1. Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Vff. diskutieren den Vorschlag von ANDERSON und LEGVOLD (1958), nach dem die Erniedrigung der Sprungtemperatur von La-Legierungen durch eine Austauschwechselwirkung zwischen den Spins der Leitungselektronen und den Spins der f-Schalen der Ionen des Erzungspartners herrühren soll, unter Berücksichtigung neuerer theoretischer Voraussetzungen von HERRING (1958) und eigenen Messungen an Gd (1958). Rühl.

85 **A. J. W. Duijvestijn.** *On the transition from superconducting to normal phase, resulting from latent heat and eddy currents.* IBM-J. Res. Dev. **3**, 132—139, 1959, Nr. 2. (Apr.) (Poughkeepsie, N. Y., IBM Res. Center.) Es wird der Übergang Supraleitung-Normalzustand bei festgehaltener Temperatur $T < T_c$ an einem einseitig ins Unendliche ausgedehnten gedachten Körper, der unter Einwirkung eines senkrecht zur Grenzfläche ausgetreteten überkritischen Magnetfeldes steht, theoretisch untersucht. Die Lösung berücksichtigt in gleicher Weise die latente Wärme und die Stromwärme der entstehenden Elektrizitätsströme. Das Ergebnis wird unter Anpassung an die Stoffkonstanten von Theorie und Experiment verglichen. Rühl.

86 **H. Koppe.** *A non-local theory of superconductivity.* Low Temperature Phys., 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 255—257. (Heidelberg, Univ.) Entwickelt.

wickelt wird eine phänomenologische Modellvorstellung, wonach der Suprastrom an einem bestimmten Punkt vom Supraimpuls in dessen Nachbarschaft abhängt. Unter Zugrundelegung einer speziellen Form dieser Beziehung kann eine Theorie ausgearbeitet werden, deren Anwendung auf den supraleitenden Halbraum und die supraleitende Platte diskutiert wird.

Rühl.

11-487 Ryoichi Kikuchi. *Application of path integral method to the partition function of superconductivity.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisconsin 1958, S. 257—260. (Detroit, Mich., Wayne State Univ.) Die FEYNMANSche Methode wird auf die Partitionsfunktion eines Systems von Elektronen, die über Phononen miteinander in Wechselwirkung treten, angewandt und so die Existenz von gewissen Bindungszuständen der Elektronen ermittelt. Paarweise gebundene, der BOSE-Statistik gehörende Elektronen werden als Supraleitungselektronen interpretiert. Die hier gewählte Behandlungsweise ist abschließend mit dem Vorgehen von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER verglichen.

Rühl.

11-488 G. Borelius. *Thermodynamics of the λ -transition in superconductors.* Ark. Fys. 16, 337—348, 1960, Nr. 4. (Stockholm, Royal Inst. Technol.) Ausgehend von der Modellvorstellung, daß bei der vorliegenden Umwandlung 2. Ordnung die freie Energie der bei höheren Temperaturen stabilen Phase die freie Energie der Tieftemperaturphase im Temperaturdiagramm an einer bestimmten Stelle schneidet und außerdem eine kontinuierliche temperaturabhängige Folge von Zwischenzuständen mit freien Energien, die stets kleiner sind, als die freien Energien der beiden Phasen existiert, berechnet Vf. aus Versuchsergebnissen anderer Autoren an Nb, V und Sn einige thermodynamische Größen und führt für den supraleitenden Zustand eine Mischungsentropie ein, mit deren Hilfe einige neue physikalische Gesichtspunkte über den Anregungszustand gewonnen werden können.

Rühl.

11-489 G. F. Sharkow. *Der Zwischenzustand in ferromagnetischen Supraleitern.* Sb. exp. teor. Fis. 37, 1784—1788, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) MATTIAS, SUHL und CORENZWIT (Ber. Nr. 1—477) haben beobachtet, daß einige Ferromagnetika supraleitend werden können, ihre Proben befanden sich in einem Zwischenzustand. Vf. untersucht theoretisch, in welchem Bereich der äußeren Magnetfeldstärke sich ein aus einer Domäne bestehender ferromagnetischer Supraleiter mit Ellipsoidform sich in einem solchen Zwischenzustand befinden kann. Die Probe soll ein Rotationsellipsoid mit einer spontanen Magnetisierung M_0 in Richtung der Rotationsachse sein, zu der auch das äußere Feld H parallel ist; die Permeabilität ε soll 1 sein (Sättigung). Zwischen den kritischen Feldern $H(\pm) = -4\pi M_0(1-n) \pm \sqrt{8\pi\Delta(1-n)}$ ist der supraleitende Zustand thermodynamisch vorteilhaft, außerhalb der normale für die ganze Probe (Δ ist die Differenz der thermodynamischen Potentiale der Volumeneinheit ohne Feld im normalen bzw. supraleitenden Zustand, $4\pi n$ der Entmagnetisierungsfaktor für die Rotationsachse, $n = 0$ für Zylinder, $n = 1$ für ebene Scheibe). Ferner gibt es eine kritische Induktion $B_k = \sqrt{8\pi\Delta}$, oberhalb derer der supraleitende Zustand im Fall eines Zylinders unmöglich ist. Die gefundenen Existenzgrenzen für den Zwischenzustand und den reinen Supraleitungszustand zeigen, daß das Ellipsoid bei $4\pi M_0 > \sqrt{8\pi\Delta}$ nur auf Grund der Koerzitivkraft in Feldern, die M_0 entgegengerichtet sind, vollständig supraleitend werden kann. Bei zu kleiner Koerzitivkraft kann das Supraleitungsgebiet ganz oder teilweise unzugänglich werden (vgl. die Messungen von MATTIAS, SUHL und CORENZWIT, wo nur der Übergangszustand realisiert wurde). Auf Grund des sogenannten nichtverzweigten Modells von LANDAU wird ferner die Struktur des Zwischenzustandes für eine ferromagnetische Platte mit einer Domäne und M_0 in Normalenrichtung untersucht.

Vogel.

11-490 Sadao Nakajima. *A note on the electromagnetic response of superconductors.* Progr. theor. Phys., Kyoto 22, 430—436, 1959, Nr. 3. (Sept.) (Kyoto, Univ., Res. Inst. Fundam. Phys.) Unter Anwendung der früher vom Vf. (1956) entwickelten allgemeinen Theorie wird der Zusammenhang zwischen Diamagnetismus, Longitudinalleitfähigkeit und Transversalleitfähigkeit (z. B. im Falle von Infrarotabsorption) untersucht.

Rühl.

491 **J. Bardeen.** *Theory of superconductivity.* Low Temperature Phys. Chem. 5th Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 251. (Urbana, Ill., Univ.)

492 **M. R. Schafroth.** *The pair-correlation approach to superconductivity.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 252-254. (Sydney, Ill., School Phys., G. B. S. Falkiner Nucl. Res., Adolph Basser Comp. Labs.)

Rühl.

493 **Klaus Schwidtal.** *Supraleitung aufgedampfter Bleischichten mit Zusatz von Gadolinium.* Z. Phys. **158**, 563-571, 1960, Nr. 5. (12. Apr.) (Göttingen, Univ., I. Phys. t.) Experimentelle Untersuchung des Einflusses der paramagnetischen Verunreinigung Gd auf die Supraleitungseigenschaften von Pb. Die Mischung der Legierungskomponenten wird durch Abschreckkondensation aus der Dampfphase bei tiefer Temperatur auf einen Schichtträger nach gleichzeitiger Verdampfung erzwungen. Die Schichten entstehen dabei in sehr gestörtem Gitteraufbau, weil die statistische Unordnung des Verdampfungsvorganges mit eingefroren wird. Einfluß dieser Störungen auf Supraleitung wird bei der Messung berücksichtigt. Ergebnisse: Die Übergangstemperatur $T_{\text{krit.}}$ nimmt linear mit steigendem Gd-Gehalt ab. Die Messung ergibt für Gd-Konzentrationsabhängigkeit von $T_{\text{krit.}}$ die Beziehung $dT_{\text{krit.}}/dc = -2 \cdot 10^2 \text{ K}$. Dieses Ergebnis wird nach den Gesichtspunkten der Theorien von BALTENSPERGER und SUHL und MATTHIAS diskutiert und mit anderen Ergebnissen verglichen. Einzelheiten des Versuchs- und Meßverfahrens werden angegeben. Thoma.

494 **R. E. Jones and W. B. Ittner.** *Superconductivity of In_2Bi .* Phys. Rev. (2) **113**, 30, 1959, Nr. 6. (15. März.) (Poughkeepsie, N. Y., Internat. Business Mach. Corp., Res. Lab.) Die Legierung In_2Bi wird supraleitend bei $T_c = 5,6 \pm 0,1^\circ\text{K}$. Die Lage des Übergangspunkts stimmt mit der MATTHIASSENschen Valenzelektronenregel überein. An InBi und In bis herab zu $1,5^\circ\text{K}$ kein Anzeichen für einen Übergang zur Supraleitung gefunden. Rühl.

495 **E. Bucher, G. Busch und J. Müller.** *Supraleitung in Legierungen des Molybdäns Titan und Vanadium.* Helv. phys. Acta **32**, 318-320, 1959, Nr. 4. (S. B.) (Zürich, T. H., Lab. Festkörperphys.) Auf magnetischem Wege wird die Übergangstemperatur von Ti/V -, Ti/Mo - und V/Mo -Legierungen gemessen. Mit zunehmender mittlerer Valenzelektronenzahl nimmt danach die Übergangstemperatur stetig ab. Bei V/Mo -Legierungen ist die Erniedrigung der Übergangstemperatur schon bei kleinem Mo-Gehalt sehr stark. Bei diesen Legierungen spielt die thermische Vorbehandlung offensichtlich eine wichtige Rolle. Für die Systeme V/Mo und Ti/Mo verschwindet die Supraleitung bei Überschreitung einer mittleren Valenzelektronenzahl von ca. 5 pro Atom. Rühl.

496 **J. A. Carruthers and A. Connolly.** *Some superconductors below 1°K .* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 276-279. (Oxford, Pergamon Lab.) Die Übergangstemperatur und das kritische Feld $H_c(0)$, extrapoliert auf 0°K , werden bestimmt. Für Ruthenium ist $T_c = 0,49^\circ\text{K}$ und $H_c(0) = 66 \text{ Oe}$, für Hafnium ist $T_c = 0,58^\circ\text{K}$ und $H_c(0) = 82 \text{ Oe}$. Die Ergebnisse von HEIN (1956) an Hafnium werden bestätigt. Nicht supraleitend bis herab zu $0,08^\circ\text{K}$ sind Scandium und Ruthenium. Rühl.

497 **G. S. Anderson, S. Legvold and F. H. Spedding.** *Superconductivity of lanthanum and some lanthanum alloys.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 279-280. (Ames, Iowa, State Coll.) Polykristallines Lanthan hat in der kubisch flächenzentrierten Phase die Übergangstemperatur $T_c = 5,95^\circ\text{K}$ und in einer kubisch raumzentrierten Phase mit einer Netzebenenfolge $\text{A B A C} \dots$ $T_c \sim 5,0^\circ\text{K}$. Für die kubische Ce ist $(dH_c/dT)_{T=T_c} = 550 \text{ Oe/grd}$ und $H_c(T=0^\circ\text{K}) = 1600 \text{ Oe}$. Bei den Legierungen Ce/Y und $\text{Ce}/\text{La}/\text{Lu}$ sinkt T_c mit abnehmendem Lanthangehalt. Rühl.

498 **J. K. Hulm and B. S. Chandrasekhar.** *The superconductivity of some alloys of lanthanum.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 280-282. (Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) Mitgeteilt sind die Übergangstemperaturen von U/Mo - und U/Nb -Legierungen mit mehr als 70 At-% U-Gehalt. Sie liegen zwischen $0,8$ und $2,1^\circ\text{K}$. Rühl.

11-499 **Norman M. Wolcott** and **Robert A. Hein**. *Superconductivity of thorium. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 282-284* (Washington, D. C. U. S. Nav. Res. Lab.) Die Übergangstemperatur ($H = 0$) liegt bei $1,37^\circ\text{K}$. In der Nähe von T_c weicht die H_c -T-Kurve vom parabolischen Verlauf ab ($dH_c/dT|_{T=T_c} = 190 \text{ G/grd}$). Mit $H(T = 0^\circ\text{K}) = 162 \text{ G}$ erhält man für den Koefizienten γ des Elektronenanteils zur spezifischen Wärme den Wert $\gamma = 11,1 \cdot 10^{-4} \text{ cal/mole} \cdot \text{grd}^2$. Rühl.

11-500 **Ted G. Berlineourt**. *Size effect in the Hall-coefficient of Cu, and superconductivity of metastable U base Mo alloys. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 492-496*. (Canoga Park, Calif., Atomics Intern.) Die untersuchten Cu-Folienstreifen hatten eine Dicke von 0,05 bis 1,6 mm. Neben einem Einfluß sorgfältiger Temperung bei 470°C auf die Magnetfeldabhängigkeit des HALL-Koeffizienten wird ein deutlicher Einfluß der Dicke beobachtet. Die Änderung ist viel größer als nach den SONDEHIMERSchen Rechnungen zu erwarten wäre. Die zur Messung der Supraleitung benutzten Uranlegierungen enthielten 5, 10 und 15 Gew.-% Mo (kubisch raumzentriert) und hatten Übergangstemperaturen zwischen $1,8$ und $2,1^\circ\text{K}$. Die Ergebnisse stimmen mit der MATTHIASSENschen Valenzregel überein. Rühl.

11-501 **B. G. Lazarev, A. I. Sudovtsev** and **A. P. Smirnov**. *Superconductivity of beryllium films condensed on a cold backing. Soviet Phys.-JETP 6, 816-817, 1958, Nr. 4 (Apr.)* (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau 33, 1059-1060, 1957, Okt.) Berylliumschichten (Dicke unter 100 μ), die auf einer bei ca. 4°K gehaltenen Glasunterlage kondensiert wurden, sind supraleitend. Der Sprungpunkt liegt bei etwa 8°K . Nach Erwärmung der Schichten bis 20°K liegt die Übergangstemperatur wesentlich tiefer. Rühl.

11-502 **N. J. Alexejewski, W. W. Bondar** und **J. M. Polukarow**. *Supraleitfähigkeit elektrisch niedergeschlagener Kupfer-Wismut-Legierungen. Sh. exp. teor. Fis. 38, 294-298, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.)* Bei der Untersuchung der Phasenstruktur der Legierungen wurde festgestellt, daß in Abhängigkeit von der Kathodenvorspannung Legierungen hergestellt werden können, die ein Kristallitgemisch von reinem Cu und Bi (in Übereinstimmung mit dem Phasendiagramm für das Gleichgewicht) enthalten, aber auch Nichtgleichgewichtsphasen. Legierungen aus Nichtgleichgewichtsphasen entstanden bei hohen Vorspannungen als dichte silbrige Niederschläge für Bi-Gehalte von 40 bis 90 Gew.-%. Aus thermographischen und röntgenographischen Untersuchungen folgt für die Nichtgleichgewichtsphase ein Zerfall bei etwa 120°C . Bei 40-60 Gew.-% Bi konnte eine weitere instabile Phase beobachtet werden, die schon bei 60°C zu zerfallen beginnt. Die Messung in flüssigem Helium zeigte einen plötzlichen Abfall des Widerstandes in der Gegend von $2,2^\circ\text{K}$ (etwas verschoben mit der Zusammensetzung der Legierungen) auf etwa 1-5% des vorherigen Wertes. Nach einer Temperung bei 20°C trat bis $1,5^\circ\text{K}$ kein Zusammenbruch des Widerstandes auf, dagegen noch bei einer Temperung bei 80°C . Für einen echten Supraleitungsübergang spricht auch die Erhöhung des Widerstandes durch ein Magnetfeld unterhalb der Sprungtemperatur. Für das kritische Feld und seine Temperaturabhängigkeit gilt $dH_c/dT \approx 1000 \text{ Oe}^\circ\text{C}$. Für die Supraleitung ist also die genauer untersuchte Nichtgleichgewichtsphase verantwortlich, da die andere schon bei 80°C zerfallen ist. RÖNTGEN-Untersuchungen der Proben zeigten für die ungetemperten Legierungen nur einen schwachen diffusen Ring (entweder große innere Spannungen oder Fehlen einer Fernordnung). Nach Temperung bei 120°C traten Reflexionen auf, die den Gittern des reinen Cu und Bi entsprechen. Vogel.

11-503 **A. L. Schawlow** and **G. E. Devlin**. *Effect of the energy gap on the penetrative depth of superconductors. Phys. Rev. (2) 113, 120-126, 1959, Nr. 1. (1. Jan.)* (Murra Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Die Sn-Einkristalle bilden den Kern einer zylindrischen Induktionsspule. Die Induktivität dieser Anordnung ist direkt proportional der von Supraleiter nicht ausgefüllten Querschnittsfläche der Spule plus (Eindringtiefe \times Probenumfang). Es kann so also mit sehr hoher Genauigkeit (hier einige Å) die Änderung der Eindringtiefe λ gemessen werden. Die an verschiedenen Proben gewonnenen Ergebnisse zeigen deutlich, daß λ nur oberhalb von rund $3,4^\circ\text{K}$ linear von $y = 1/(1 - t^4)$

$= T/T_c$) abhängt. Die unterhalb von $y = 1,8$ beobachtete Abweichung von der Linearität muß nach theoretischen Überlegungen erwartet werden, wenn im Elektronenregungsspektrum eine Energilücke vorhanden ist. Die gefundene λ -y-Abhängigkeit steht in sehr guter quantitativer Übereinstimmung mit der Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER sowie mit der phänomenologischen Energilückentheorie von LEWIS (1956) und bestätigt damit ebenfalls die Existenz dieser Energilücke im Anregungsspektrum von Supraleitern. Rühl.

-504 **Hans Meissner.** Measurements on superconducting contacts. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 332-334. (Baltimore, Maryland, John Hopkins Univ.) Bei Heliuntemperaturen wird der Kontaktwiderstand von gekreuzten Drähten als Funktion des Stromes gemessen. Der Kontaktdruck senkt die Übergangstemperatur bei Sn/Sn-Kontakten um rund 0,2° K. Durch einen elektrolytisch aufgebrachten Cu-Belag werden die kritischen Ströme erniedrigt, aber die Übergangstemperaturen nicht beeinflußt. Die I_c -T-Kurven von Kontakten mit einigen 10 Å Cu-Belag entsprechen den Kurvenformen, wie sie für Drähte gefunden werden, deren Durchmesser klein gegenüber der Eindringtiefe sind. Weitere interessante Einzelheiten über die Eigenschaften von Sn/In-Kontakten sind mitgeteilt. Rühl.

-505 **Hans Meissner.** Potential fluctuations in the transition region to superconductivity. Phys. Rev. (2) 113, 1183-1186, 1959, Nr. 5. (1. März.) (Baltimore, Maryland, Johns Hopkins Univ.) Angeregt durch eine theoretische Überlegung (GORTER, 1958) der Eigenschaften eines sich im Zwischenzustand befindenden stark strombelasteten Drahtes, untersucht Vf. sorgfältig die an einem solchen Draht auftretenden Spannungen. Entgegen den Voraussagen der GORTERSchen Theorie können lediglich kleine Rauschspannungen, die der Gleichspannung überlagert waren und wahrscheinlich durch kleine Temperaturschwankungen hervorgerufen waren, festgestellt werden. Rühl.

-506 **Hans Meissner and Richard Zdanis.** "Thin-film" experiment with bulk superconductors. Phys. Rev. (2) 113, 1435-1445, 1959, Nr. 6. (15. März.) (Baltimore, Maryland, Johns Hopkins Univ.) Die Versuchsanordnung besteht aus einem Indiumhohlzylinder Z, der von einer konzentrischen Cu-Röhre R umgeben ist und in dessen Innenraum axial ein Draht D angebracht ist. Bestimmt wird I_c einmal für den Fall, daß der Strom durch Z und über eine Verbindung mit R zurück durch R fließt. Der so ermittelte Wert für I_c stimmt mit dem an großen Proben gefundenen kritischen Strom überein. Für den Fall jedoch, daß der Strom durch Z über D zurückgeleitet wird, findet man kritische Ströme, die nur 80 bis 90% der Werte betragen, die in den sonst üblichen stabförmigen Proben gemessen werden. Widerstandsmessungen werden zur Bestimmung des kritischen Feldes, das durch den in D fließenden Strom erzeugt werden kann, herangezogen. Dabei wird Vf. eine Abhängigkeit des kritischen Feldes von der Höhe des an sich schon kleinen Meßstromes, obwohl er über R zurückgeleitet wird. Die Ergebnisse zeigen: Ein entsprechendem, durch den Strom im axialen Draht D erzeugtem Magnetfeld, fließt der Strom in der zylinderförmigen In-Probe nur in einer sehr dünnen Schicht an der inneren Zylinderoberfläche, so daß solche Versuche zur Untersuchung von Eigenschaften innerer Schichten in gewissen Fällen durchaus geeignet sind. Rühl.

-507 **G. Chanin, E. A. Lynton and B. Serin.** Impurity effects on the superconducting critical temperature of indium and aluminum. Phys. Rev. (2) 114, 719-724, 1959, Nr. 3. (1. Mai.) (New Brunswick, N. J., Univ., Dep. Phys.) Untersucht werden Legierungen von In und Al mit einem Gehalt von 0,01 bis 1 At-% Bi, Pb, Tl, Sn, Cd oder Ga. Die Ergebnisse stimmen bei niedriger Konzentration der zulegierten Atome sehr gut mit den Ergebnissen, die früher an Sn-Legierungen gewonnen wurden, überein (LYNTON, SERIN und ZUCKER, 1957). Mit zunehmendem Gehalt an Fremdatomen wird die mittlere freie Weglänge l der Elektronen erniedrigt. Dies beeinflußt die Übergangstemperatur T_c so, daß mit zunehmendem $1/l$ T_c abnimmt. Bei höheren Konzentrationen der zulegierten Fremdatome spielen Valenzeffekte die wesentliche Rolle. Die Ergebnisse können qualitativ in Übereinstimmung mit der Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER gebracht werden, wenn man die plausible Annahme macht, daß weder die DEBYE-Temperatur, noch die Zustandsdichte der Elektronen durch kleinen Fremdatomgehalt be-

einflußt wird. Dann muß in Übereinstimmung mit Voraussagen von PIPPARD (1957) in dem von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER abgeleiteten Exponentialausdruck für die Übergangstemperatur die Abhängigkeit von der freien Weglänge in dem Matrixelement V , das die Elektronen-Phononen- und COULOMB-Wechselwirkung beschreibt, enthalten sein.

Rühl.

11-508 J. W. Bremer and V. L. Newhouse. *Current transitions in superconductive tin films.* Phys. Rev. (2) **116**, 309—313, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Co.) Die Sn-Schichten wurden durch Aufdampfen auf Glas oder Saphir in einer Dicke von 0,3 bis 0,5 μ hergestellt. Man beobachtet bei den üblichen stromerzeugenden Übergängen stets relativ breite Übergangskurven und Hystereseescheinungen. Unter Verwendung von kurzen Stromimpulsen (z. B. Dauer 12 μ s, 50 Hz) erfolgt der Übergang zur Normalleitung sehr rasch und ohne Hysterese. Aus diesen Impulsmessungen können die Gleichstromübergangskurven durch Berechnung des thermischen Gleichgewichts ermittelt werden. Weitere Versuche betreffen die Beziehung zwischen der Höhe des kritischen Stromes und dem kritischen Magnetfeld der Schicht.

Rühl.

11-509 R. F. Broom and E. H. Rhoderick. *Time delays in the superconducting transition of lead films.* Phys. Rev. (2) **116**, 344—345, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Ballock, Hers, Engl. Serv. Electron. Res. Lab.) Die Untersuchungen werden an Pb-Schichten (Länge 2 mm, Breite 0,1 mm, Dicke 500—1000 \AA), die auf Glimmer aufgedampft waren, bei 4,2°K vorgenommen. Stromimpulse von 0,4 μ s Dauer können nur dann innerhalb von ca. 10 μ s den Übergang zur Supraleitung erzwingen, wenn die Stromstärke sehr weit oberhalb der kritischen Stromstärke liegt. Bei kleineren Strömen kommt die Schicht innerhalb der Impulsdauer von 0,4 μ s nicht über den Zwischenzustand hinaus. Diese Schaltverzögerungen, die an Sn-Schichten innerhalb der Meßgenauigkeit nicht feststellbar sind, können durch die Anwesenheit von Gitterfehlern erklärt werden. An solchen Stellen bilden sich normalleitende Keime, die durch den Strom erst auf eine genügend hohe Temperatur erwärmt werden müssen, um die thermisch bedingte Wanderung der Phasengrenzen durch die ganze Schicht einzuleiten.

Rühl.

11-510 J. E. Schirber and C. A. Swenson. *Superconductivity of β -mercury.* Phys. Rev. Letters **2**, 296—297, 1959, Nr. 7. (1. Apr.) (Ames, I., State Coll., Inst. Atom. Res., Dep. Phys.) Die Proben der neuen Tieftemperaturmodifikation (β) wurden im flüssigen Stickstoff hergestellt, indem das in einem Rohr eingeschlossene α -Hg unter einem Druck von rund 8000 at gesetzt und durch eine Düse mit 0,4 mm Durchmesser gepreßt wurde. An den so erhaltenen Drähten, die nicht mehr über ca. 80°K erwärmt werden durften, konnte die Abhängigkeit des kritischen Feldes von der Temperatur gemessen werden. Danach ist für $H = 0$ $T_c(\alpha) = 4,154^\circ\text{K}$ und $T_c(\beta) = 3,94^\circ\text{K}$. Während $H_c(T)$ für α -Hg rein parabolischen Charakter aufweist, weicht $H_c(T)$ für β -Hg im selben Sinne wie bei Sn und In von dieser Kurvenform ab. Eine Analyse des Kurvenverlaufes zur Bestimmung von H_0 wurde nicht durchgeführt. Der anfängliche Anstieg der $H_c(T)$ -Kurven betrug -204 G/grd bei α -Hg und -170 G/grd bei β -Hg. Nach vorläufigen Röntgenuntersuchungen scheint im Falle von β -Hg eine raumzentriert tetragonale Struktur vorzuliegen.

Rühl.

11-511 W. Rühl. *Über einen Einfluß adsorbiertener Gase auf die Supraleitung dünner Thalliumschichten.* Z. Phys. **157**, 247—265, 1959, Nr. 2. (19. Okt.) (Braunschweig, Phys.-Tech. Bundesanst.) Adsorption von Sauerstoff, technisch reinem Stickstoff oder Wasserstoff an der Oberfläche von Tl-Schichten, die durch Kondensation auf einen tiefergekühlten Träger in sehr gutem Vakuum entstanden sind, führt zu einer Erniedrigung der Übergangstemperatur. Mit zunehmender Gasbeladung stellt sich ein Sättigungszustand der Schichtoberfläche ein. Von jetzt an kann die Übergangstemperatur durch weitere Gaszufuhr nicht mehr verändert werden. An Tl-Schichten mit einer Dicke von 200 bis 300 \AA beträgt die so erreichte maximale Sprungpunktterniedrigung 1 bis $2 \cdot 10^{-2}$ K.

Rühl.

11-512 F. Lange. *Untersuchungen an supraleitenden Nb_3Sn -Präparaten.* Monatsber. dtsch. Akad. Wiss., Berlin **1**, 408—411, 1959, Nr. 7/10. (Dresden, Akad. Wiss., Forschungsgemeinsch., Arbeitsstelle Tieftemperaturphys.) Untersucht wird im wesentlichen

r Einfluß der Probenherstellung (Sintertemperatur usw.) auf die Supraleiteigenschaften. Das Maximum der Übergangstemperatur (ca. 18°K) und das Minimum der Übergangsbreite (ca. 0,02°K) liegen bei einer Sintertemperatur von ca. 1000°C.

Rühl.

—513 **T. E. Faber.** *The intermediate state in superconducting plates.* Proc. roy. Soc. (A) 8, 460—481, 1958, Nr. 1255. (9. Dez.) (Cambridge, Roy. Soc. Mond. Lab.) Mit der Pulvermethode (Sn) wurde die Gleichgewichtsstruktur des Zwischenzustandes von Al-Platten verschiedener Dicke im magnetischen Querfeld untersucht. Hieraus konnte der charakteristische Abstand der Bereiche als Funktion des Feldes und der Temperatur bestimmt werden. Die Ergebnisse können durch eine, auf den ursprünglichen LANDAU-Schen Überlegungen fußende Theorie erklärt werden. Die für den Parameter Δ der Grenzschalenenergie gefundenen Werte stimmen recht gut mit früher auf andere Weise gemessenen Δ -Werten überein. Weiter sind Ergebnisse in Feldern, die zur Plattenormale was geneigt waren und kinetische Effekte bei Störung des Gleichgewichtszustandes (s. auch an Sn-Platten) mitgeteilt.

Rühl.

—514 **T. E. Faber.** *Kinetic effects in superconductors and the interphase surface energy.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 290—293. (Cambridge, Univ., Royal Soc. Mond. Lab.) VI. berichtet von Versuchen an rechteckigen Sn- und Al-Platten, bei denen die supraleitenden Bereiche im Zwischenzustand (Magnetfeld senkrecht zur Plattenebene) durch Sn-Pulver direkt sichtbar gemacht wurden und so das Wachstum der normalleitenden und supraleitenden Bereiche in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld verfolgt werden konnte. Die Abstände zwischen den regelmäßig angeordneten, lamellenförmigen Bereichen verschiedener Phasen wurden ausgemessen und die Ergebnisse in Zusammenhang mit der Theorie von LANDAU, LIFSHITZ und SHARVIN (1951) diskutiert.

Rühl.

—515 **M. D. Reeber.** *Geometric effects in the superconducting transition of thin films.* J. Res. Dev. 3, 140—146, 1959, Nr. 2. (Apr.) Untersucht wird die Abhängigkeit des Überganges Supraleitung-Normalleitung von der geometrischen Form der Probe und der Richtung des angelegten Magnetfeldes. Die benutzten Probendimensionen sind so gewählt, daß aus den Ergebnissen direkt auf das Verhalten dünner Schichten geschlossen werden kann. Der für einen zylindrischen Supraleiter mit ellipsoidischem Querschnitt berechnete Entmagnetisierungsfaktor in Richtung des angelegten Feldes liegt für Probendimensionen, die den Verhältnissen an dichten Schichten entsprechen, in der Größenordnung von 10^{-2} und weniger. Experimentell wird die Form der Übergangskurven in Abhängigkeit von der Feldrichtung relativ zu den einzelnen Achsen von sehr sauber reinigten Ta-Proben untersucht und qualitativ mit Hilfe der Theorien von LANDAU (1937) und ANDREW (1948) analysiert. Die Möglichkeit, daß sich dünne Schichten bei Temperaturen unterhalb T_c allein durch das anwesende Erdfeld im Zwischenzustand befinden, wird diskutiert.

Rühl.

—516 **L. Rinderer und F. Haenssler.** *Das Londonmodell stromdurchflossener Supraleiter und seine Verifikation mittels der Pulvermethode.* Helv. phys. Acta 32, 320—322, 1959, Nr. 4. (S. B.) (Lausanne, Univ., Lab. Phys.) Der Zwischenzustandskern einer vom kritischen Strom durchflossenen Indiumprobe wird bei 3,2°K durch ein kleines magnetisches Querfeld seitlich verschoben, so daß mit der Niobpulvermethode die Struktur seiner supraleitenden Bereiche sichtbar gemacht werden kann. In Übereinstimmung mit dem LANDONSchen Modell sind die supraleitenden Bereiche quer zur Stromrichtung orientiert.

Rühl.

—517 **Fred W. Schmidlin and E. C. Crittenden jr.** *Resistance changes in phase transition superconducting thin films and fine wires.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 234—237. (Los Angeles, Calif., Ramo-Wooldridge Corp.) Untersucht wird besonders der Übergang Supraleitung-Normalleitung an Sn-Schichten mit einer Dicke von rund $5 \cdot 10^{-5}$ cm. Bei den meisten Proben findet man linearen Zusammenhang zwischen kritischem Strom und Temperatur. Abweichungen vom linearen Verhalten werden auf Risse usw. und dadurch entstehende lose Kontaktstellen zurückgeführt. Diese Ansicht wird gestützt durch Messungen der Zeitspanne des Überganges.

Die kürzesten erreichbaren Umwandlungszeiten bei Sn-Schichten lagen in der Größenordnung von 10^{-8} s. Einige vorläufige Resultate, die an Ti-Drähten mit $2,3 \cdot 10^{-3}$ mm Durchmesser gewonnen wurden, sind mitgeteilt.

Rühl.

11-518 D. L. Decker, D. E. Mapother and R. W. Shaw. *The critical field curve for superconductivity in lead.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 285-287. (Urbana, Ill., Univ.) An drei verschiedenen Pb-Proben großer Reinheit und gleicher Isotopenzusammensetzung wird das kritische Magnetfeld bestimmt. Bei gleicher Versuchstemperatur erfolgt der Übergang zur Normalleitung für die einzelnen Proben bei deutlich verschiedenen Feldstärken. Auch die Breite der Übergangskurven ändert sich. Mit abnehmender Temperatur werden die Unterschiede der einzelnen Präparate zusehends größer. Sie können aber durch eine Temperung der Pb-Proben bei 260°C weitgehend beseitigt werden. Diese Beobachtungen können durch das Vorhandensein von Gitterstörungen erklärt werden. An einer besonders ausgesuchten Probe mit sehr scharfem Übergang wird $H_c(T)$ sorgfältig bestimmt. Eine mathematische Analyse erfordert abweichend vom reinen parabolischen Verlauf noch ein Zusatzglied mit T^4 . Zusammen mit der von den Vff. früher bestimmten Abhängigkeit des kritischen Feldes von der Isotopenmasse kann aus diesem Experiment der Isotopenexponent 0,496 (gegenüber bisher 0,52) entnommen werden.

Rühl.

11-519 E. A. Lynton and B. Serin. *The effects of the electronic mean free path on the superconducting critical temperature.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 287-289. (New Brunswick, N. J., Rutgers Univ.) Untersucht wird die Abhängigkeit der Übergangstemperatur von der Konzentration an Verunreinigungsatomen (Sb, Bi, Cd, In, Pb, Hg oder Zn) in Sn. Es zeigt sich, daß durch geringe Beimengungen die Sprungtemperatur stets erniedrigt wird, und daß diese Erniedrigung in linearem Zusammenhang mit dem jeweiligen Restwiderstand, unabhängig von dem gelösten Atomart steht. Gerade hieraus wird auf einen Weglängeneinfluß geschlossen. Nach PIPPARD (1959) steht die gefundene Änderung zumindest qualitativ in voller Einklang mit der Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER. Einige vorläufige Messungen an In-Proben mit definierten Beimengungen liefern ähnliche Ergebnisse (Ausnahme Gallium).

Rühl.

11-520 M. Näbauer. *Experimental and theoretical investigations on the cylindrical phase boundary between normal- and superconductor in a circular magnetic field.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 294-297. (Herrsching-Ammerssee, Bay. Akad. Wiss., Tief-Temp. hab.) In früheren Experimenten (1955) zeigte Vf., daß sich in einem Pb-Hohlzylinder eine zylindrische Phasengrenze zwischen normal- und supraleitendem Teil ausbilden kann, wenn man ein zirkuläres, dem reziproken Abstand von der Zylinderachse proportionales Magnetfeld geeigneter Größe anlegt. In dem vorliegenden Bericht wird die Stabilität der zylindrischen Phasengrenze theoretisch untersucht und es werden weitere Experimente zur Bestimmung der Wandelungsgeschwindigkeit der Phasengrenze mitgeteilt.

Rühl.

11-521 E. A. Davies. *Surface energies in superconducting tin and indium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc., 1958, S. 305-309. (Cambridge, Univ., Royal Soc. Mond. Lab.) Bestimmt wird an dünnen Folien aus Sn, In und Sn/In-Legierungen das Magnetfeld, das erforderlich ist, um unterhalb T_c den Normalwiderstand wieder vollständig herzustellen. Die Messungen mit Feldrichtung senkrecht zur Folienebene liefern einen Wert H_t , der im allgemeinen kleiner ist, als das im Längsfeld gemessene kritische Feld H_c . Die Differenz $H_c - H_t$ steht in Zusammenhang mit der freien Energie der Phasengrenzen. Gemäß der Beziehung $(H_c^2 - H_t^2)/H_c^2 = f(\Delta/d)$ können aus den Messungen direkte Aussagen über den Grenzflächenenergie-Parameter gewonnen werden (d = Foliendicke). Danach ist $f(\Delta/d)$ eine für alle Supraleiter gültige Funktion. Der Parameter Δ ist temperaturabhängig gemäß $\Delta = \Delta_0(1-t^{3/2})^{-1/2}$ mit $t = T/T_c$, wobei $\Delta_0 = 8 \cdot 10^{-5}$ cm gefunden wird. Für die reinen Metalle ist $\Delta_{\text{In}}/\Delta_{\text{Sn}} = 1,8$. Die Untersuchungen an Sn/In-Legierungen bis zu einem In-Gehalt von 3 At-% zeigen, daß der Grenzflächenenergie-Parameter stark von der mittleren freien Wellenlänge der Elektronen abhängt.

Rühl.

1-522 **Richard Stevenson.** *Domain formation and superconductivity.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 309-311. (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Cryogenic Engng Lab.) Ausgehend von dem Gedanken, daß zur Ausbildung der Grenzflächen bei der Entstehung supraleitender Bereiche im Falle des Überganges Normalleitung-Supraleitung eine merkliche Energie erforderlich ist, die nur der Gitterenergie entzogen werden kann, folgt Vf., es müsse bei hinreichend tiefer Temperatur ($\ll T_c$) und damit sehr niedriger Gitterenergie möglich sein, einen Supraleiter auch ohne Magnetfeld im normalleitenden Zustand zu halten. Die an reinem Sn durchgeführten Messungen bestätigen das. Die Sn-Probe ($T_c = 3,73^\circ\text{K}$) wird dabei im berkritischen Magnetfeld bis zu $1,03^\circ\text{K}$ abgekühlt und dann das Magnetfeld langsam abgeschaltet. Es findet kein Übergang in den supraleitenden Zustand statt. Der Widerstand der Probe beträgt $7 \cdot 10^{-4} \Omega$ gegenüber $1,2 \cdot 10^{-3} \Omega$ bei $4,2^\circ\text{K}$. Diese Widerstandsniedrigung entspricht der idealen Temperaturabhängigkeit eines Normalleiters. Bei 0°K und darüber wird die Probe in jedem Fall supraleitend. Rühl.

1-523 **A. L. Schawlow and G. E. Devlin.** *Structure of the intermediate state of superconductors.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 311-314. (Murray Hill, N. J., Bell Tel. Labs. Inc.) Mit der Nb-Pulvermethode untersuchen Vff. besonders eingehend Sn-Einkristalle im Zwischenzustand. Bei lamellenförmiger Form der Bereiche findet man starke Anisotropie. Die Bereiche wachsen am schnellsten in Richtung der kristallographischen c-Achse, so daß die Lamellen hierzu parallel liegen. Dieses anisotrope Wachstum kann durch geringe Verunreinigungen ($0,001 \text{ At-}\%$) im Sn fast beseitigt werden. Hieraus wird geschlossen, daß die Widerstandsanisotropie des Materials die entscheidende Rolle spielt. Hauptwachstumsrichtung der Bereiche ist die Richtung mit dem größten elektrischen Widerstand. Die aus den Untersuchungen ermittelten Werte des Parameters Δ der freien Grenzflächenenergie stimmen mit früher an polykristallinen Sn-Proben gefundenen Daten überein ($\Delta = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ bei $1,87^\circ\text{K}$). Aus einigen Messungen an Tl-Proben ergibt sich $\Delta = 5,4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ bei $0,025^\circ\text{K}$ und $6,1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ bei $1,85^\circ\text{K}$ in Übereinstimmung mit theoretischen Voraussetzungen von LEWIS (1956). Rühl.

1-524 **Perry B. Alers.** *Studies of the Faraday effect at low temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 314-317. (Washington, D. C., U. S. Nav. Res. Lab.) Es werden einige Ergebnisse an Vanadium über den Zwischenzustand mitgeteilt. Sie stehen in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen von SCHAWLOW (1956). Rühl.

1-525 **T. L. Finch and J. R. Dillinger.** *Effect of crystal structure on the intermediate state of small superconducting tin spheres.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 317-320. (Madison, Wisc., Univ.) Gemessen wird das magnetische Moment supraleitender Sn-Kugeln als Funktion des angelegten Magnetfeldes bei $3,5^\circ\text{K}$ und 3°K . Die anfänglich nur aus wenigen Einkristallen aufgebauten Kugeln werden vor den nachfolgenden Messungen thermisch und mechanisch bearbeitet, so daß verspanntes polykristallines Material entsteht. Die Magnetisierungskurven zeigen ein einkristallines Material beim Übergang zur Supraleitung aus dem Zwischenzustand starke Unstetigkeiten, deren Lage noch von der Kristallorientierung abhängt. Nach Kaltbearbeitung ist der Übergang verlagert und verwaschen. Rühl.

1-526 **Rolfe E. Glover III.** *Temperature dependence of the critical current in thin superconducting films.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 330-332. (Chapel Hill, N. Car., Univ.) Gemessen wird der kritische Strom in Abhängigkeit von der Temperatur an Pb- und Sn-Schichten, deren Dicke wesentlich kleiner als die Eindringtiefe gewählt war. Durch Extrapolation ergibt sich I_0 , der kritische Strom bei 0°K . Es zeigt sich, daß $I_c/I_0 = f(t)$ in Übereinstimmung mit der Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER durch eine universelle Funktion darstellbar ist ($t = T/T_c$). Rühl.

1-527 **D. H. Bowen.** *The influence of pressure on the superconducting transition temperature of tantalum.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 337-340. (Philadelphia, Penn., Univ.) Die Übergangstemperatur von Tantal

sinkt mit steigendem Druck bis 20 000 at linear mit $\Delta T_c / \Delta p = -(2,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$ grd/at. Rühl.

11-528 A. I. Shal'nikov. *Concerning the reality of the nonstationary model of the intermediate state.* Soviet Phys.-JETP **6**, 827-828, 1958, Nr. 4. (Apr.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moskau **33**, 1071-1072, 1957, Okt.) Die Untersuchungen des Zwischenzustandes werden an Sn-Einkristallstäben vorgenommen. Bei Abkühlung der Probe in einem transversalen, überkritischen Magnetfeld sind im Zwischenzustand regellos orientierte normalleitende und supraleitende Bereiche zu beobachten. Wird die Probe erst bis zu 3,5° K abgekühlt und dann ein Feld $H > H_c/2$ angelegt, bekommt man Schichtenstruktur senkrecht zur Zylinderachse, wird zusätzlich noch ein Strom ($0,15 I_c$) durch die Probe geschickt, ist die Lamellenstruktur noch wesentlich schärfer, einheitlicher und regelmäßiger (Lamellenabstand 0,4 bis 1 mm bei Feldern zwischen 60 und 90% H_c). Bei Verwendung von Strömen $I > I_c \cdot 0,15$ im relativ schwachen Transversalfeld bleibt die Struktur scharf ausgeprägt, doch zeigen sich an Stellen mit $H > H_c$ bereits große normalleitende Bereiche. Diese Ergebnisse stehen nicht im Einklang mit dem GORTERSchen Zwischenzustandsmodell (1957). Rühl.

11-529 N. J. Alexejewski und M. N. Michejewa. *Kritische Ströme für supraleitende Zinnschichten.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 292-293, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Um die Möglichkeit auszuschließen, daß der niedrige kritische Strom, der bisher an dünnen Schichten beobachtet wurde, auf JOULEScher Erwärmung, nicht auf Magnetfeldwirkung beruht, maßen Vff. mit wesentlich kürzeren Stromimpulsen (Anstiegszeit der Impulse zwischen 0,0001 und 0,1 s variiert). Die Schichten bildeten runde Scheiben mit zentraler Stromzuführung und radialer Stromverteilung. Der kritische Sprung hängt wesentlich von der Impulsdauer τ ab (er wächst, wenn diese abnimmt, z. B. für eine Schicht von $d = 2 \cdot 10^{-5}$ cm zwischen $\tau = 0,01$ und $0,0001$ s um den Faktor 2). Bei einer Temperatur von $0,3-0,4^\circ$ unterhalb der kritischen stieg der kritische Strom bei $\tau = 0,0001$ s auf 10 A . Das kritische Magnetfeld geht bei Abnahme von τ gegen einen konstanten Wert, der, durch Extrapolation gewonnen, nur $5-10\%$ unter dem Meßwert bei $\tau = 0,0001$ s liegt. In der Nähe der kritischen Temperatur hängen die Kurven $H_c(\Delta T)$ wesentlich von der Temperatur der Unterlage bei der Kondensation der Schicht ab; bei im Vakuum aufgedampften Schichten mit einer Unterlage von 78° K, die später bis auf Zimmertemperatur erwärmt wurde, gilt angenähert $H_c = a\Delta T$; bei aufgedampfte Schichten zeigen in der Nähe von T_c eine T -Abhängigkeit ähnlich der nach der Theorie von GINSBURG-LANDAU, obwohl sie bestimmt weniger ideal sind als die bei Stickstofftemperaturen aufgedampften; Bei $\Delta T = 0,05-0,1^\circ$ zeigen sie eine Änderung der Steigung, unterhalb münden sie in die Kurven für Aufdampfung bei 78° K ein. Der Zahlenwert H_c in der Nähe der kritischen Temperatur stimmt in beiden Fällen recht gut mit der Theorie überein (einschließlich der Dickenabhängigkeit). Vogel.

11-530 M. Tinkham. *Experimental evidence for energy gaps in superconductors.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 261-266. (Berkeley, Calif., Univ.)

11-531 G. U. Schubert und M. Näßauer. *Concerning the stability of the cylindrical phase-boundary between normal- and super-conductor in a circular magnetic field.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 297-300. (Mainz, Univ., Inst. Theor. Phys.; Herrsching/Ammersee, Bay. Akad. Wiss., Tief-Temp. hab.)

11-532 William B. Ittner III. *Superconducting to normal phase transitions in tantalum.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc., 1958, S. 300-302. (Poughkeepsie, N. Y., Intern. Bus. Mach. Corp., Res. Cent.)

11-533 T. E. Faber. *Ideal supercooling in super-conducting metals.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 303-305. (Cambridge, Univ., Royal Soc. Mond. Lab.)

11-534 Victor A. J. van Lint. *Penetration of magnetic fields through thin superconducting films.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 321 bis 323. (San Diego, Calif., Gen. Dyn. Corp., Gen. Atomic Div., John Jay Hopkins Lab. Pure, Appl. Sci.) Rühl.

1-535 **R. Hilsch and W. Buckel.** *The intermediate state of thin metal films.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 323-326. (Göttingen, Univ., I. Phys. Inst.)

1-536 **W. Buckel.** *Superconductivity and free electron concentration of condensed bismuth and gallium films.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 326-329. (Göttingen, Univ., I. Phys. Inst.)

1-537 **C. A. Swenson and L. D. Jennings.** *Pressure effects in superconductors.* Low. Temperature, Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 335-337. Ames, Iowa, A. E. C., State Coll., Ames Lab.)

1-538 **Hans Meissner and Richard Zdanis.** *Experimental proof that the critical field inside a superconductor can be smaller than the bulk critical field.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 358-361. (Baltimore, Maryland, Johns Hopkins Univ.)

Rühl.

1-539 **M. Spiewak.** *Magnetic field dependence of the surface impedance of superconducting tin.* Phys. Rev. (2) 113, 1479-1494, 1959, Nr. 6. (15. März.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Study Metals, Dep. Phys.) Gemessen wird der Hochfrequenzwiderstand (1 MHz) an supraleitendem Sn als Funktion der Temperatur und in Abhängigkeit von einem magnetischen Quer- oder Längsfeld. Eine Reihe unerwarteter Erscheinungen wird beobachtet und in Verbindung mit früheren theoretischen und experimentellen Untersuchungen diskutiert.

Rühl.

1-540 **L. C. Hebel and C. P. Slichter.** *Nuclear spin relaxation in normal and superconducting aluminum.* Phys. Rev. (2) 113, 1504-1519, 1959, Nr. 6. (15. März.) (Urbana, Ill., Univ.) An normalleitendem und supraleitendem Al werden zwischen 0,94 und 4,2°K die Kernrelaxationszeiten gemessen. Im normalleitenden Zustand ist danach die Relaxationsrate entsprechend den Voraussagen von REDFIELD (1957) der absoluten Temperatur proportional. Die Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld ist etwas stärker, als erwartet. Am supraleitenden Material werden die Versuche wegen des MEISSNER-OCHSENELD-Effektes so ausgeführt, daß die Ausrichtung der Kerne im überkritischen Feld erfolgt, nach schnellem Abschalten des Feldes sich das thermische Gleichgewicht im supraleitenden Zustand einstellen kann und dann die Messung nach einer bestimmten Zeit an rasch ansteigenden überkritischen Feld erfolgt. Die so erhaltenen Ergebnisse können durch die Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER erklärt werden. Die Tatsache, daß mit abnehmender Temperatur ($T < T_c$) die Ultraschallabsorption schnell abnimmt, während die Kernrelaxationsrate zunächst erst ansteigt, um bei tieferen Temperaturen erst zu fallen, stützt die Grundannahme der Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER, wonach Elektronen mit entgegengesetztem Spin und Impuls jeweils paarweise gekoppelt sein sollen.

Rühl.

1-541 **R. A. Hein, R. L. Falge jr., B. T. Matthias and C. Corenzvit.** *Superconductivity versus ferromagnetism in lanthanum-gadolinium alloys.* Phys. Rev. Letters 2, 500 bis 502, 1959, Nr. 12. (15. Juni.) (Washington, D. C., U. S. Naval Res. Lab.; Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Untersucht wird die Suszeptibilität von La-Gd-Legierungen mit einem Gd-Gehalt von 0,6 bis 5 At-% im Temperaturbereich zwischen 0,1 und 4,2°K. Aus den Messungen kann zunächst nur geschlossen werden, daß in diesem Temperaturbereich ein magnetischer Übergang irgend einer Art (ferromagnetisch oder antiferromagnetisch) stattfindet, doch neigen Vif. mehr zu der Ansicht, daß es sich um einen ferromagnetischen Übergang handelt. Die CURIE-Temperaturen erhöhen sich mit zunehmendem Gd-Gehalt und betragen z. B. bei 1% Gd ca. 0,6°K und bei 5% Gd ca. 8°K. Die Legierungen mit weniger als 1% Gd werden supraleitend, und zwar bei so höheren Temperaturen, je geringer der Gd-Gehalt ist (ca. 0,5% Gd bei etwa 3°K). Die Übergangstemperatur nimmt nach sorgfältigen Untersuchungen im Bereich 0,8 bis 1% Gd nicht linear mit dem Gd-Gehalt ab. Sie durchläuft bei 0,95% Gd ein kleines Maximum, um dann mit zunehmendem Gd-Anteil bei ca. 1% sehr steil abzufallen. Die Probe mit 0,95% Gd mit einer Übergangstemperatur zur Supraleitung bei ca. 2°K kann bei entsprechenden Temperaturen und Feldstärken ferromagnetisch werden.

Rühl.

11-542 **R. W. Morse** and **H. V. Bohm**. *Some ultrasonic measurements in normal and superconducting aluminum*. J. acoust. Soc. Amer. **31**, 1523-1526, 1959, Nr. 11. (Nov.) (Providence, Rhode Isl., Univ., Phys. Dep.) Ultraschallversuche wurden bei Temperaturen oberhalb 1°K mit Frequenzen zwischen 11 und 58 MHz teilweise auch in einem Magnetfeld (bis zu 9 kG) durchgeführt. Die Dämpfung von Scherwellen erniedrigt sich bei Unterschreitung der Übergangstemperatur weitgehend unabhängig von der Frequenz sprunghaft um rund 25%. Bei Longitudinalwellen findet, wie schon früher festgestellt, die Änderung im selben Sinne, jedoch in kontinuierlicher Weise statt. Aus der Abhängigkeit der Dämpfung vom angelegten Magnetfeld kann die mittlere freie Weglänge der Elektronen abgeschätzt werden. Rühl.

11-543 **R. M. May** and **M. R. Schafroth**. *Susceptibility of superconducting spheres*. Proc. phys. Soc. Lond. **74**, 153-160, 1959, Nr. 2 (Nr. 476). (Aug.) (Sydney, Australien, Univ., School Phys., F. B. S. Falkiner Nucl. Res. a. Adolph Basser Comput. Labs.) Unter Annahme einer ganz allgemeinen linearen Beziehung zwischen Magnetisierung und Induktion wird ein Ausdruck für die Suszeptibilität einer Kugel im homogenen Feld abgeleitet. Mit seiner Hilfe können die an kolloidalen Suspensionen supraleitender Materialien gewonnenen experimentellen Ergebnisse analysiert werden. Rühl.

11-544 **D. C. Baird**. *Fluctuations in the intermediate state of superconducting tantalum*. Canad. J. Phys. **37**, 129-135, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Kingston, Ont., Royal Milit. Coll. Canada, Dep. Phys.) Untersucht wird das Stromrauschen an Tantalproben verschiedener Abmessungen, die durch überkritische Ströme im Zwischenzustand gehalten werden. An kurzen Proben lassen sich Rauscherscheinungen beobachten, die durch spontane Übergänge zwischen ganz diskreten Widerstandswerten hervorgerufen werden. Es läßt sich daraus schließen, daß im Zwischenzustand die Bereichstruktur relativ zur Proben-dimension schon recht grob ist. Eine wichtige Rolle spielen Gitterfehler und Verunreinigungen. Die trotz gleichbleibender Temperatur usw. beobachteten spontanen Übergänge werden durch mikroskopische Temperatur- und Stromschwankungen eingeleitet. Rühl.

11-545 **K. L. Chopra** and **T. S. Hutchison**. *Ultrasonic attenuation in superconducting and normal mercury*. Canad. J. Phys. **37**, 1100-1104, 1959, Nr. 10. (Okt.) (Kingston, Ont., Royal Milit. Coll. Canada, Dep. Phys.) Die Untersuchungen werden mit Longitudinalwellen der Frequenzen 20, 3 1/4 und 60 MHz vorgenommen. Mit zunehmender Frequenz erhöht sich der Unterschied zwischen der Dämpfung im supraleitenden und normalleitenden Material sehr stark. Eine Abhängigkeit von der Stärke und Richtung des überkritischen Magnetfeldes kann bis zu 880 Oe nicht beobachtet werden. Unterhalb T_c steigt die Dämpfung im normalleitenden Zustand mit abnehmender Temperatur stark an, während sie im supraleitenden Zustand bei ca. 1,5°K einen — wahrscheinlich durch die Anordnung bedingten — Grenzwert erreicht. Die Ergebnisse stehen in qualitativer Übereinstimmung mit der Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER, eine quantitative Aussage ist wegen einer Reihe von experimentellen Fehlerquellen, wie z. B. Ankopplung des Ultraschallgebers usw., noch nicht möglich. Rühl.

11-546 **F. Reif**. *Application of nuclear magnetic resonance techniques to the study of superconductors*. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 269-272. (Chicago, Univ.) Zusammenfassender Bericht über die vom V. 1956 und 1957 publizierten Arbeiten an Hg-Kolloiden, wonach die KNIGHT-Verschiebung am supraleitenden Hg bei $T \ll T_c$ nur $2/3$ des Wertes, der am normalleitenden Hg beobachtet wird, beträgt und wonach dementsprechend die Kernrelaxationszeit im supraleitenden Zustand um etwa eine Größenordnung höher ist. Die bisherigen Ergebnisse und die Notwendigkeit ähnlicher Untersuchungen an Kernquadrupol-Resonanzlinien werden diskutiert. Rühl.

11-547 **Hans E. Bömmel**. *Ultrasonics as a tool for the study of superconductivity*. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 272-275. (Murray Hill, N. J., Bell Tel. Labs. Inc.) An sehr reinen Sn-Einkristallen untersucht V. bei Temperaturen zwischen 1,6 und 4,2°K die Ultraschallabsorption in Abhängigkeit

em Magnetfeld. Im normalleitenden Zustand sind dem mit der Zunahme des elektrischen Widerstandes bei anwachsendem Magnetfeld verbundenen Abfall der Dämpfung zillitische Schwankungen überlagert. Die bei Unterschreitung der Sprungtemperatur obachtete scharfe Abnahme der Dämpfung erfolgt mit einer höheren Potenz, als $/T_c)^4$ wie sie nach dem Zweiflüssigkeitsmodell zu erwarten gewesen wäre. Bei zyklischer änderung des Magnetfeldes sind Hystereserscheinungen infolge eingefrorenen Flusses beobachtet.

Rühl.

—548 **George Cody.** *Volume changes associated with the superconducting transition.* Low temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 340—343. (Cambridge Mass., Harvard Univ.) Mit der Kondensatormethode wird die Längenänderung von Pb, Sn, Tl, In und Ta beim Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand im Magnetfeld untersucht und daraus Werte für $\partial H_c/\partial p$ berechnet.

Rühl.

—549 **J. Müller, J. L. Olsen and H. Rohrer.** *The volume change in vanadium on destruction of superconductivity.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, 1958, S. 343—345. (Zürich, Swiss Fed. Inst. Technol., Lab. Festkörperphys.; Inst. Kalor. App., Kältetechn.) Neuere Untersuchungen an Vanadium werden mitgeteilt und die bisher von den Vf. an Pb, Hg, Sn, In, Tl, Ta, V und Al gewonnenen Ergebnisse ersichtlich zusammengestellt.

Rühl.

—550 **N. W. Sawarzki.** *Untersuchung der thermischen Eigenschaften von Supraleitern. I. Anisotropie der Wärmeleitfähigkeit des Galliums.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1506—1516, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Spezifische Wärme und Wärmeleitfähigkeit der Elektronen des Supraleiters nehmen mit der Temperatur exponentiell ab; das entspricht der heutigen Theorie einer Energielücke zwischen Grund- und Anregungszuständen. Nach der Theorie müßte aber die Breite der Lücke Δ eindeutig durch die kritische Temperatur festgelegt sein, während sie in Wirklichkeit je nach dem Verhältnis von T_k zur EBYE-Temperatur Θ_D , welche die Kopplung zwischen den Elektronen kennzeichnet, etwas verschieden ist. Vf. weist auf die starke Anisotropie des Anregungsspektrums der Elektronen in realen Halbleitern hin (keine einheitliche Größe Δ). Besonders unterhalb der kritischen Temperatur, wo es nur wenige angeregte Zustände gibt, ist eine starke Anisotropie der Absorption eines elektromagnetischen Feldes mit der Frequenz $\Delta k/h$, der Ultraschallabsorption und der Elektronen-Wärmeleitfähigkeit K_{es} zu erwarten. Im Ga ist T_k/Θ_D besonders klein, also K_{es}/K_g besonders groß (K_g Gitter-Wärmeleitfähigkeit), ferner die Anisotropie am größten. Die Wärmeleitfähigkeit des Ga im normalen und supraleitenden Zustand wird für verschiedene kristallographische Richtungen gemessen; Größe und Temperaturabhängigkeit (gemessen zwischen 0,1 und 4°K) sind temperaturabhängig, und zwar für viele nach verschiedenen Methoden hergestellte Proben. Im normalen Zustand nimmt die Anisotropie mit abnehmender Temperatur zu, im supraleitenden Zustand ab (am Sprungpunkt ist sie am größten). Aus den Ergebnissen werden einige qualitative Schlüsse über die Anisotropie von Δ gezogen. Außerdem wird die Temperaturabhängigkeit des kritischen Magnetfeldes für Ga gemessen. Die Anisotropie von Δ dürfte nach ziemlich unsicheren Abschätzungen etwa 30% betragen.

Vogel.

—551 **J. W. Scharwin.** *Messung der Oberflächenspannung an der Grenze zwischen der supraleitenden und der normalen Phase von Indium.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 298—300, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Nach einer früher beschriebenen Methode (J. exp. theor. Phys. 1341, 1957) wurde an einer Einkristallscheibe (50 mm Ø, 2,06 mm Dicke) aus Indium mit einer Verunreinigung von etwa 0,002% in einem Magnetfeld unter 15°K die Oberfläche die Größe $\Delta(T) = \sigma_{ns}(8\pi/H_c^2)$ gemessen (σ_{ns} : Oberflächenspannung zwischen supraleitender und normaler Phase). Die Ergebnisse (Meßgenauigkeit 8 bis 10%) zwischen 2,11 und 3,245°K lassen sich darstellen durch $\Delta_{In} = 3,3 \cdot 10^{-1}(1 - T_c/T)^{-1/2}$ cm mit $T_c = 3,40^\circ K$. Messungen mit verschiedenen Feldorientierungen ergaben eine kaum merkliche Anisotropie. Nach der Theorie von GINSBURG-LANDAU wird Δ in Nähe von T_c mit anderen Supraleitergrößen wie δ und H_c in Zusammenhang gebracht; der aus δ und H_c folgende Wert von Δ scheint um 30% zu klein zu sein; eine Bemerkung von GORKOW, daß in die Theorie als Ladung die doppelte Elektronenladung

einsetzen ist, erzeugt eine Abweichung von entgegengesetztem Vorzeichen. Ein Vergleich der Konstanten in der asymptotischen Temperaturabhängigkeit von Δ und der Eindringtiefe δ in der Nähe der kritischen Temperatur sowie des Grenzwertes von H_{c1}/H_c für $T \rightarrow T_c$ (H_{c1} Unterkühlungsfeld) für die Metalle Sn, In und Al mit der Theorie von GINSBURG-LANDAU scheint einige systematische Diskrepanzen zu ergeben, deren Ursachen diskutiert werden, aber nicht geklärt werden können. Vogel.

11-552 Charles P. Slichter. *Nuclear relaxation in superconductors.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 266—269. (Urbana, Ill. Univ.) Rühl.

11-553 Z. Bodó. *On the distribution of carriers in a semiconductor.* Acta phys. hung. 11, 1—33, 1960, Nr. 1. (Budapest, Ind. Res. Inst. Telecomm. Techn.) Es wird die Verteilung der Ladungsträger und die Änderung des Potentials im Innern eines halbunendlich vorausgesetzten Halbleiters betrachtet, wenn an der Oberfläche eine willkürliche Verteilung von Minoritätsträgern gebildet wird. Die Voraussetzungen entsprechen ähnlich diskutierten Fällen von ROOSBROEK. Durch die demgegenüber allgemeinere Annahme, daß örtlich nicht die Neutralitätsbedingung erfüllt ist, lassen sich Aussagen über die Potentialänderungen erhalten. Für den Fall nicht zu starker Ladungsträgerbildung werden exakte Lösungen der Differentialgleichungen gefunden. Als spezieller Fall wird die Abhängigkeit der Photo-EMK vom Durchmesser eines trägerbildenden kreisförmigen Lichtfleckes berechnet. In Übereinstimmung mit durchgeföhrten Messungen lassen sich die Volumen- und die Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeiten bestimmen. Hora.

11-554 Benjamin Lax, Solomon Zwerdling and Laura M. Roth. *Oscillatory magneto-absorption in semiconductors at low temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 467—470. (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Rühl.

11-555 D. Geist. *Die magnetische Suszeptibilität von eisen- und zinkdotiertem Germanium.* Z. Phys. 158, 123—132, 1960, Nr. 2. (18. Febr.) (Köln, Univ., II. Phys. Inst.) In Fortsetzung früherer Arbeiten (vgl. Ber. Nr. 9—482, 483, 484) wird über die magnetische Suszeptibilität von eisen- bzw. zinkhaltigem Germanium berichtet. Das auf Grund des Löslichkeitslinienverlaufes bei tieferen Temperaturen ausgeschiedene Eisen vermindert zwar die diamagnetische Suszeptibilität, zeigt aber keine Feldabhängigkeit. Die Ursachen werden diskutiert. Zinkzusätze lassen durch den Spin ihrer AußenElektronen eine bestimmte Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität erwarten. Wegen der extrem geringen Löslichkeit von Zn in Germanium war diese jedoch nicht nachweisbar. Ergänzungsversuche wurden mit Fe in Indiumarsenid und Ni in Ge durchgeföhr. Hahlbohm.

11-556 G. Feher. *Electron spin resonance experiments on donors in silicon. I. Electronic structure of donors by the electron nuclear double resonance technique.* Phys. Rev. (2) 114, 1219—1244, 1959, Nr. 5. (1. Juni.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Mit der ENDOR-Technik gelingt es, inhomogen verbreiterte Elektronenspinresonanzlinien aufzulösen. Um die erforderlichen langen Relaxationszeiten zu erhalten, wurden die Versuche bei 1,25°K durchgeföhr. Bei dieser Technik stellt man H_0 auf die Mitte der Mikrowellenresonanzlinie ein und legt ein zusätzliches variables HF-Feld (0—100 MHz) rechtwinklig dazu an. Die Elektronenresonanz wird durch ein genügend starkes Mikrowellenfeld gesättigt. Bei vollständiger Sättigung ist das Signal wegen der Gleichbesetzung des oberen und unteren Spinniveaus Null. Wenn jetzt das HF-Feld innerhalb eines Elektronenspinniveaus Kernspinübergänge induziert, ändern sich die Besetzungszahlen. Die Sättigung wird teilweise aufgehoben und das Elektronenresonanzsignal wächst an. Die so erhaltene Linienbreite beträgt ca. 10 kHz, d. h. eine um 10^3 bessere Auflösung als bei Elektronenspinresonanzen. — Mit dieser Methode wurden P-, As-, Sb-, Bi-, Li- und Fe-dotierte Siliciumproben untersucht. Die sehr kleine Hfs der an verschiedenen Gitterpunkten liegenden Si^{29} -Kerne konnte beobachtet werden. Die sich daraus ergebende Verteilung des Elektrons des Donators wird mit der Theorie verglichen. Die g-Faktoren der Donatoren werden mit ihren Ionisationsenergien in Beziehung gebracht. Scheffler.

1-557 **G. Feher and E. A. Gere.** *Electron spin resonance experiments on donors in silicon. I. Electron spin relaxation effects.* Phys. Rev. (2) **114**, 1245-1256, 1959, Nr. 5. (1. Juni.). Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Die Untersuchung wurde an P-dotiertem Silicium durchgeführt. Es existieren im Magnetfeld im wesentlichen vier Energieniveaus $m_s = \pm 1/2$, $m_{1P} = \pm 1/2$, und Vff. unterscheiden vier Relaxationszeiten: $T_S(\Delta m_s = 1, m_1 = 0)$, $T_N(\Delta m_s = 0, \Delta m_1 = 1)$, $T_x(\Delta m_s = 1, \Delta m_1 = 1)$, $T_{ss}(\Delta m_s = 1)$ (Spinaus- ausch mit Leitungselektronen). Die Relaxationszeiten wurden erhalten, indem man die Zeit bestimmt, die das Spinsystem brauchte, um in den ungestörten Zustand zurückzukehren. Die Abweichung von der BOLTZMANN-Verteilung erreichte man entweder durch Richtungsumkehr der Spins durch adiabatisch schnellen Durchgang oder durch Entzügung beim Einstrahlen der Elektronen- bzw. Kernfrequenz. Die Relaxationszeiten wurden in Abhängigkeit der Temperatur, des Magnetfeldes, der P-Konzentration und beim Einstrahlen von Licht (0,4-1,4 eV) gemessen. Für $7 \cdot 10^{15} \text{ P/cm}^3$ ergab sich $T_{ss} \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$ bei $1,25^\circ \text{K}$, 3200 Gauß, $T_{ss} > 5 \text{ h}$, $T_N > 10 \text{ h}$ bei $1,25^\circ \text{K}$, $T_x \sim 30 \text{ h}$ bei 3000 Gauß und $\sim 5 \text{ h}$ bei 8000 Gauß. Bei Lichteinstrahlung ($\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ hv/sec}$) $T_{ss} = 1 \text{ sec}$, $T_S = 25 \text{ sec}$. Scheffler.

1-558 **Laura M. Roth and Benjamin Lax.** *g factor of electrons in germanium.* Phys. Rev. Letters **3**, 217-219, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln ab.) Unveröffentlichte Rechnungen von einem der Vff. zeigen, daß der g-Faktor in Ge anisotrop ist. Das ist der Grund, daß bisher keine Spinresonanzen der Elektronen entdeckt werden konnten. Formeln für g_{\parallel} und g_{\perp} , die Komponenten parallel und senkrecht zur Hauptachse des Energie-Ellipsoides, werden angegeben und mit bekannten experimentellen Ergebnissen verglichen. Zehler.

1-559 **L. C. F. Blackman, P. H. Dundas and A. R. Ubbelohde.** *The anisotropic thermoelectric power of graphite.* Proc. roy. Soc. (A) **255**, 293-306, 1960, Nr. 1282. (London, Roy. Coll. Sci. Technol., Dep. Chem. Engng.) Zur Untersuchung der Anisotropie von Graphit wurden Thermokraft und elektrische Leitfähigkeit an verschiedenen fast einheitlich ausgebildeten Graphitproben in Abhängigkeit von der Orientierung gemessen. In Richtung der hexagonalen c-Achse ist die Thermokraft positiv ($+6 \mu\text{V/Grad}$), senkrecht zur c-Achse dagegen negativ ($-9 \mu\text{V/Grad}$). Das entsprechende Verhältnis der spezifischen Widerstände beträgt etwa 10^4 . Kalium wirkt als Donator, Brom als Akzeptor. In einzelnen Proben wurde der Gang der Thermokraft von 90 bis 2800°K bestimmt. Birkholz.

1-560 **J. W. MacKay and E. E. Klontz.** *Low-temperature annealing studies in Germanium.* Appl. Phys. **30**, 1269-1274, 1959, Nr. 8. (Aug.) (Lafayette, Indiana, Purdue Univ., Dep. Phys.) Mit 1,1 MV-Elektronen werden bei 10°K Proben von n-Germanium bestrahlt und aus der elektrischen Leitfähigkeit Aussagen über den Einfluß von Bestrahlung und nachfolgender Temperung auf Gitterfehlstellen- und Trägerkonzentration getroffen. Rühl.

1-561 **P. H. Keesom and G. M. Seidel.** *Superfluid helium inside neutron irradiated silicon.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, 432-435. (Lafayette, Indiana, Purdue Univ.) Vff. untersuchen Silicium mit 0,1% Bor-Gehalt. Nach Bestrahlung der Probe mit Neutronen und nachfolgender Temperung bis 930°C findet man genau am λ -Punkt eine ausgeprägte Spitze im Verlauf der spezifischen Wärme, wie es für Umwandlungen 2. Ordnung bekannt ist. Die Ergebnisse lassen sich nur wie folgt verstehen: Durch die Neutronenbestrahlung des Bor enthaltenen Präparates entsteht in dessen Inneren atomares Helium. Beim Temperiern sammeln sich diese Atome in makroskopischen Fehlstellen innerhalb der Probe und können so die Beobachtung des λ -Überganges ermöglichen. Rühl.

1-562 **A. Lörinczy und P. Szebeni.** *Über die magnetische Widerstandsänderung im Germanium.* Acta phys. hung. **11**, 209-211, 1960, Nr. 2. (Budapest, Akad. Wiss., Forschungsinst. Techn. Phys. und Forschungsinst. Nachrichtentechn. Ind.) In acht abförmigen Germaniumproben, die Cu- oder In- oder aber Sb-Störstellen von $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ enthielten, wurde die Änderung des ohmschen Widerstandes bei Einwirken eines senkrecht zur Stromrichtung orientierten Magnetfeldes gemessen. Wenn die magnetische

Induktion zwischen 0,1 und 0,8 V sec/m² variierte, war der Logarithmus der Widerstandsänderung proportional dem Logarithmus der magnetischen Induktion.

Hora.

11-563 Arsène Sorlin. *Variation en fonction de la pression de la durée de vie des porteurs libres minoritaires dans le germanium.* Bull. Acad. polon. Sci. (math. astr. phys.) 8, 71-75, 1960, Nr. 1. An bestimmten Germaniumdioden und -trioden wird die Lebensdauer der Ladungsträger bei Drucken bis zu 5000 Atm gemessen. Die Lebensdauer nimmt dabei von 30 auf 27,5 μ sec ab.

Hora.

11-564 B. M. Wul und E. I. Sawarizkaja. *Kapazität der p-n-Übergänge bei niedriger Temperatur.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 10-17, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Für $kT \ll$ Ionisierungsspannung der Donatoren oder Akzeptoren geht die Kontakt- oder Diffusionspotentialdifferenz U_k eines p-n-Überganges (Differenz der FERMI-Grenzen) gegen den energetischen Abstand von Akzeptoren und Donatoren. Die Abnahme der Leitfähigkeit und der Anstieg des Kontaktspotentials beeinflußt besonders die differentielle Kapazität (Raumladungsverteilung an der Grenzfläche). Im Zusammenhang mit ihrem Vorschlag, p-n-Übergänge als nichtlineare Kondensatoren zu verwenden, messen Vfl. die Kapazität mit drei verschiedenen Brückenschaltungen für Tonfrequenzen, ferner zwischen 50 kHz und 1 MHz sowie bei 100 kHz; das Wechselsignal für die Brückenmessungen hatte 1-5 mV. Gemessen wurde bei He-, H- und N-Temperaturen bei Atmosphärendruck bzw. mit abgepumptem Dampf. Die Proben waren Ge- und Si-Dioden verschiedener Größe; Messungen an der gleichen Probensorte waren gut reproduzierbar. Die Kapazität von Ge-Dioden nimmt dicht oberhalb der Heliumtemperaturen stark ab; oberhalb und unterhalb davon ist sie fast konstant; beim Si liegt der Sprung im Gebiet der H-Temperaturen (25-33°K). Unterhalb des Sprunges wird die Kapazität nur durch die Abmessungen und die DK der Proben bestimmt. Das scheinbare Verschwinden des p-n-Überganges bei sehr tiefen Temperaturen beruht auf dieser Abnahme der Kapazität um ca. zwei Größenordnungen, die nun gegen die übrigen Kapazitäten des Kreises verschwindet (Eigenkapazität des Überganges liegt in Reihe mit der des Elektronenteils der Diode bzw. der Basiskapazität zwischen Übergang und Elektroden). Alle Effekte lassen sich durch ein einfaches Ersatzschaltbild verstehen. Die zusätzliche Potentialdifferenz, die auf die Kapazität des Überganges von Einfluß ist, wird bestimmt, ihr Zusammenhang mit der abschirmenden Wirkung der Inversionsschichten der Ladungsträger im Raumladungsgebiet und der Kontaktpotentialdifferenz wird untersucht.

Vogel.

11-565 J. Woods. *Study of cadmium sulphide crystals grown from the vapour phase in a stream of argon.* Brit. J. appl. Phys. 10, 529-533, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Wembley, Engl. Gen. Elect. Co. Ltd., Res. Labs.) Mikroskopisch wird die Oberflächenstruktur von CdS-Kristallen untersucht, die beim Zusammentreffen eines Cd-Dampf enthaltenden Argonstromes mit einem H₂S-Strom an der Wand des Reaktionsrohres kondensieren. Alle Kristalle besitzen hexagonale Wurtzit-Struktur; die entstehenden Kristallformen werden vom Cd-Dampfdruck, der Temperatur und zugefügten Verunreinigungen (HCl, Ga, In) beeinflußt. Sie zeigen bemerkenswerte Ähnlichkeit mit den von HALLETT und MASON (Ber. 38, 888, 1959) bei der Kondensation von Eis aus der Dampfphase erhaltenen Formen. Hauptwachstumsprozeß scheint die zu hexagonalen, terrassenförmigen Pyramiden führende zweidimensionale Keimbildung zu sein; Spiralwachstum wird nur selten beobachtet.

Göhre.

11-566 I. M. Hoodless und S. J. Thomson. *Crystal fine structure, conductivity and cation self-diffusion in sodium chloride.* Phil. Mag. (8) 4, 1131-1141, 1959, Nr. 46. (Okt.) (Durham, Univ., Sci. Labs., Londonderry Lab. Radiochem.) Es wird die Ionenleitung und die Selbstdiffusion von Na⁺-Ionen in NaCl-Einkristallen gemessen. Proben von gleichen Ausgangsmaterial werden vor der Messung entweder bei 600 bis 620°C getempert oder in flüssigem Stickstoff abgeschreckt. Durch beide Arten der Vorbehandlung wird die Ionenleitfähigkeit vergrößert, während die Selbstdiffusion unvermindert bleibt. Die Ergebnisse werden im Zusammenhang mit Raumladungs- und Verunreinigungs-Effekten gedeutet.

Martienssen.

-567 **M. Wilk.** *Polarisierbarkeit und Halbleitung optischer Sensibilisatoren.* Z. Elektrochem. **64**, 294-296, 1960, Nr. 2. (15. März.) (Frankfurt/Main, Univ., Inst. org. Chem.) Vergleich der Farbstoffe (z. B. Cyanine) gelöst in Benzol und nach „aktivierender Adsorption“ an SiO_2 . Messung der Absorptionsspektren im sichtbaren Bereich und der Erhöhung der Leitfähigkeit durch Belichtung. Die Absorption ist in Glykol nach langwellig verschoben gegenüber Lösungen in Methanol. Diese Verschiebung ist ein Maß der Polarisierbarkeit. Sensibilisierungsvermögen, Polarisierbarkeit und Photostrom hängen zusammen. Da die Eigenschaften der Grenzflächen von komplexer Natur sind, ist anzunehmen, daß die Übertragung der Energie auf verschiedene Art erfolgt. Aufstellung eines Schemas der in Betracht kommenden Vorgänge. Bandow.

-568 **W. Noddack, H. Meier und A. Haus.** *Über die Quantenausbeute des inneren photoeffekts organischer Farbstoffe.* Z. phys. Chem. **212**, 55-72, 1959, Nr. 1/2. (Okt.) (Bamberg, Staatl. Forschungsinst. Geochem.) An ca. 10^{-5} cm dicken Schichten von eben organischen Farbstoffen mit Rhodium-Elektroden von ca. 0,1 mm Abstand wird die Photoleitung mit Licht der Absorptionsfrequenzen gemessen. Bei Sättigungsfeldstärken, die mehr als eine Zehnerpotenz größer als bei anorganischen Photoleitern ist, ergeben sich Quantenausbeuten zwischen 10^{-2} und (Kristallviolett) $3,3 \cdot 10^{-1}$. Da bei oxydativer Ausbleichung Quantenausbeuten von nur 10^{-3} beobachtet wurden, scheint damit eine Erklärung der Photoleitung auf photochemischer Basis widerlegt zu sein. Die Photoleitung ist abhängig vom O_2 -Partialdruck bzw. Vakuum und ist nahezu unabhängig von geringen Verunreinigungen. Merkwürdigerweise steigt die Quantenausbeute auf den hinfachen Wert bei Verringerung der Schichtdicke auf den zehnten Teil an und nimmt mit abnehmendem Elektrodenabstand zu. In Malachitgrün wird bei einer Feldstärke von 7,1 kV/cm eine freie Weglänge über 1000 Moleküle hinweg beobachtet. Diese gegenüber anorganischen Photoleitern kleine Weglänge wird auch auf durch Temperatureffekte bemerkbare Haftstellen zurückgeführt und es wird auf die Frage der im festen anorganischen Stoff möglichen Wanderung der Anregungsenergie (Exzitonenleitung) hingewiesen. Hora.

-569 **H. Meier.** *Die Wirkung von Wasserstoff auf den lichtelektrischen Effekt organischer Farbstoffe.* Z. phys. Chem. **212**, 73-86, 1959, Nr. 1/2. (Okt.) (Bamberg, Staatl. Forschungsinst. Geochem.) An Farbstoffen der Triphenylmethanreihe, Oxazinen, Thiodaminen und Zyaninen, die eine Photoleitung zeigen, die unter Vakuum groß ist und bei Sauerstoffeinwirkung absinkt, bewirkt Wasserstoff eine Erhöhung der Photoleitung. Eine Deutung wird durch eine Betrachtung im Bändermodell gegeben. Es wird angenommen, daß der Wasserstoff an der Oberfläche eine Dissoziation durch Chemisorption erfährt und die Wirkung des Sauerstoffs wird durch seine Eigenschaft als Elektronenakzeptor erklärt. Hora.

-570 **Herbert J. Bomelburg.** *Performance of pressure sensitive materials.* Rev. sci. strum. **30**, 43-44, 1959, Nr. 1. (Jan.) (Aberdeen Proving Ground, Maryland, Ball. Res. Ab.) Vf. untersucht neuerdings in den Handel gekommene druckempfindliche Zellen aus seltenen Erden und Zirkontetrachlorid, deren Leitfähigkeit bei wachsendem Druck wesentlich zunimmt. Da jedoch die Zellen eine Hysterese haben, sehr empfindlich gegenüber Vibrationsen sind, Drift- und Polarisationseffekte auftreten, ist ihre Anwendung stark eingeschränkt. Entgegen früheren Annahmen scheint es, sich nach Ver suchen des Vf. im wesentlichen um Oberflächeneffekte (ähnlich dem Verhalten von Graphit) und nicht um Volumeneffekte zu handeln. Herbeck.

-571 **R. L. Batdorf, G. C. Dacey, R. L. Wallace and D. J. Walsh.** *Esaki diode in InSb.* appl. Phys. **31**, 613-614, 1960, Nr. 3. (März.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Labs., c.) Das RC-Produkt, das für Dioden-Verstärker und Oszillatoren höchster Frequenzen besonders klein sein muß, liegt bei Esaki-Dioden aus InSb besonders günstig. Solche Dioden mit negativem Widerstandsbereich wurden aus InSb (mit Tellur-Bereitung von ca. 10^{16} bis $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) in einem besonderen Temperaturzyklus hergestellt. Die Strom-Spannungskennlinie der InSb-Diode weist bei einer Temperatur von 78° K einen negativen Widerstand im Bereich zwischen ca. 60 mV/400 mA und ca. 200 mV/80 mA auf, der bei etwa -0,2 Ohm liegt. Die Kapazität beträgt etwa 25 pF, so daß ein RC

$= 5 \cdot 10^{-12}$ sec erreicht wurde. Relativ schlechte Exemplare mit einem $RC = 10^{-9}$ sec wurden als IIF-Oszillatoren erprobt. Die Diode bildet dabei ein Stück des Innenleiters eines Koaxialresonators bei der Grundfrequenz 2300 MHz. Man nimmt jedoch an, daß diese höchste erreichte Frequenz schaltungsbedingt ist und noch nicht durch den Diodenwiderstand begrenzt worden ist. Die Diode wurde auch als bistabiles Element mit besonders kurzer Schaltzeit untersucht. Mit einer sinusförmigen Vorspannung mit der Frequenz 160 MHz wurden Umschaltimpulse von $0,2 \cdot 10^{-3}$ μ sec Dauer erreicht.

Kuegler.

11-572 D. B. Corbyn and N. L. Potter. *The characteristics and protection of semiconductor rectifiers.* Proc. Instn elect. Engrs (A) **107**, 255-269, 1960, Nr. 33. (Juni.) Nach einer kurzen Beschreibung des wahrscheinlichen Umfanges der Anwendung einkristallinen Halbleitergleichrichter werden die Grundeigenschaften dieser Gleichrichter beschrieben und spezielle Prüfmethoden für die verschiedenen Eigenschaften angegeben. Es zeigt sich dabei, daß man wichtige Eigenschaften übersehen kann, wenn die Prüfmethoden nicht richtig gewählt werden. Die Arbeitsbedingungen unter normalen Bedingungen und bei Störungen (Kurzschlüsse, Rückzündungen, Überlastungen) werden abgeleitet und die notwendigen Schutzmaßnahmen angegeben. Es zeigt sich, daß bei einkristallinen Halbleitergleichrichtern Spezialsicherungen notwendig sind. Mit diesen ist es dann möglich, ein Sicherheitssystem zu schaffen, mit dem die neuen Gleichrichter voll ausgenutzt werden können. Es wird besprochen, welche verschiedenen Formen des Schutzes darüber hinaus miteinander vereinigt werden können, um ein sicheres Arbeiten unter den verschiedenen Bedingungen zu gestatten. Mehrere praktische Anwendungen werden beschrieben.

Henker.

11-573 E. I. Adirovich. *Conductance and the voltage transmission coefficient of a semiconductor diode in the transient state.* Soviet Phys.-Solid State **1**, 1019-1028, 1960, Nr. 7 (Jan.) (Engl. Übers. aus: Fis. Tverd. Tela **1**, 1115, 1959, Nr. 7.) (Leningrad, P. N. Lebedev Phys. Inst.)

V. Weidemann.

11-574 J. Bickley. *Measurement of transistor characteristic frequencies in the 20 to 1000 Mc/s range.* Proc. Instn elect. Engrs, Lond. (B) **107**, 301-304, 1960, Nr. 33. (Mai.) Es wird eine Meßanordnung für Transistoren beschrieben, in der die Grenzfrequenzen f_1 und f_2 im Bereich von 20-1000 MHz schnell bestimmt werden können. Die hierbei erreichte hohe Genauigkeit ist nur dadurch möglich, weil die Meßschaltung in Koaxialleitungstechnik völlig symmetrisch aufgebaut ist. Dabei werden die Hochfrequenzspannungen miteinander verglichen, die an zwei kleinen Widerständen auftreten, die in die Ausgangsleitungen des Transistors eingeschaltet sind. Der Meßkreis ist unabhängig vom Eingangskreis, so daß letzterer wenig kritisch ist. Die Fehler der Anordnung werden diskutiert. Sie kommen im wesentlichen von den Zubehörgeräten, z. B. der Gleichstromversorgung. f_1 kann mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ bestimmt werden. Der Fehler von f_2 ist 2-3mal größer. Einige typische Messungen werden beschrieben.

Henker.

11-575 W. Rosiński. *Negative resistance in diffused-base transistors.* Archiw. Elektron. (poln.) **8**, 669-682, 1959, Nr. 4. (Orig. poln. m. engl. Zfg.)

11-576 B. Ya. Moizhes. *The threshold frequency of a drift transistor taking into account the variation of the drawing field and the mobility of carriers in the base.* Soviet Phys.-Solid State **1**, 1198-1201, 1960, Nr. 8. (Febr.) (Engl. Übers. aus: Fis. Tverd. Tela **1**, 1303, 1959, Nr. 8.) (Leningrad, Inst. Semiconduct.)

V. Weidemann.

11-577 Alfred Klemm. *Zur Phaenomenologie der Transporteigenschaften reiner geschmolzener Salze.* Z. Naturf. **15a**, 173-179, 1960, Nr. 3. (März.) (Mainz, Max-Planck-Inst. Chem.) Die Transportvorgänge in reinen geschmolzenen Salzen werden durch die Bewegungen von Komponenten beschrieben, deren Zusammensetzung zunächst unbestimmt bleibt. Für die Wechselwirkungen zwischen den Komponenten lassen sich Reibungskoeffizienten, Wirkungsquerschnitte und Elektrolysierbarkeiten definieren, mit denen die Diffusionskoeffizienten, das Leitvermögen, die Viskosität, die äußeren Überführungszahlen und die Relaxationslänge darstellbar sind. Für einfache Modelle in wenigen Komponenten können die Koeffizienten empirisch bestimmt werden. Die

haltenen Koeffizientenwerte geben Hinweise auf die Naturtreue der betreffenden Theorie. Als Beispiele werden NaNO_3 , NaCl , TiCl_3 und PbCl_2 nach drei verschiedenen Methoden behandelt. Abgesehen von bekannten Methoden lassen sich die äußeren Übertragungszahlen auch aus dem Strömungswiderstand eines Diaphragmas und der maximalen elektrokinetischen Steighöhe am selben Diaphragma ermitteln. Jörchel.

578 **St. G. Christov.** *Zur quantenmechanischen Begründung der Tafelschen Gleichung.* phys. Chem. **212**, 40-54, 1959, Nr. 1/2. (Okt.) (Sofia, Bulg., Chem.-Technol. Inst., th. phys. Chem. Elektrochem.) Mit Hilfe der WIGNERSchen Korrektionsformel wird gezeigt, daß die TAFELSche Gleichung unter bestimmten Voraussetzungen für jede beliebige Potentialschwelle gilt, wenn die Quanteneffekte bei der Ionenübertragung von der Lösung zum Metall oder umgekehrt relativ klein sind. Behandelt wird im einzelnen nur der Entladungsstrom. Auch der Fall, wo der Tunnel-Effekt eine große Rolle spielt, wird diskutiert. Die klassische Beziehung zwischen Stromdichte und Überspannung gilt praktisch immer für den Teil des Stroms, der auf dem klassischen Wege des Ionenübergangs zu Ende kommt (über den Berg). M. Wiedemann.

579 **Eugene Helfand and John G. Kirkwood.** *Theory of the heat of transport of electrolytic solutions.* J. chem. Phys. **32**, 857-866, 1960, Nr. 3. (März.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.; New Haven, Conn., Univ., Sterling Chem. Lab.) Die BEARMAN-KIRKWOOD statistisch-mechanische Formel für den Wärmestrom wird in eine Form gebracht, die sichtlich der Diffusionsströme linear ist, und die Koeffizienten werden mit der Transportwärme identifiziert. Für die Transportwärme einer Ionenart in einer verdünnten Elektrolytlösung wird ein Grenzgesetz der Konzentrationsabhängigkeit abgeleitet. Wechselwirkungen zwischen den Ionen werden bis zur Ordnung $1/c$ behandelt. Die Ionen-Lösungsmittel-Wechselwirkung wird hydrodynamisch behandelt. Sie kann oft vernachlässigt werden. In ähnlicher Weise können die Transportentropie, das Thermodiffusionsverhältnis und der SORET-Koeffizient ermittelt werden. Der Vergleich mit experimentellen Daten bei NaCl , NaBr , KCl , KBr und KJ -Lösungen ist befriedigend. M. Wiedemann.

580 **S. K. Kor.** *An ultrasonic method for measuring the mass-action equilibrium constant of electrolytes.* Z. phys. Chem. **210**, 288-292, 1959, Nr. 5/6. (Mai.) (Allahabad, India, Dep. Phys.) Die Schallabsorption in MnSO_4 -Lösungen wurde im Frequenzbereich 1-6 Mc/sec und bei Konzentrationen von 0,0025 bis 1 molar nach einer optischen auf dem DEBYE-SEARS-Effekt beruhenden Methode gemessen. Aus der Frequenzabhängigkeit ergibt sich die Existenz einer Relaxationsfrequenz nahe 3 MHz, die mit der Konzentration bis 0,02 molar ansteigt. Aus den Daten wird die Massenwirkungskonstante zu 10^{-4} berechnet in guter Übereinstimmung mit einem aus Leitfähigkeitsmessungen erhaltenen Wert von $50 \cdot 10^{-5}$. M. Wiedemann.

581 **R. Landsberg und G. Just.** *Das Verhalten von Nickelanoden in konzentrierter Schwefelsäure.* Z. phys. Chem. **211**, 294-306, 1959, Nr. 5/6. (Sept.) (Leuna-Merseburg, T. H., Inst. Phys. Chem.)

582 **M. Hollnagel und R. Landsberg.** *Nichtstationäre anodische Stromspannungsveränderungen am Nickel.* Z. phys. Chem. **211**, 94-104, 1959, Nr. 1/2. (Okt.) (Greifswald, Univ., T. Phys. Chem.; Leuna-Merseburg, T. H., Inst. Phys. Chem.)

583 **K. Schwabe.** *Zur Passivität des Galliums.* Vortrag CITCE, Amsterdam, September 1958. Z. phys. Chem. **211**, 170-170, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Dresden, T. H., Inst. Elektrochem., phys. Chem.) Schön.

584 **A. R. Despic and J. O'M. Bockris.** *Kinetics of the deposition and dissolution of gallium.* J. chem. Phys. **32**, 389-402, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Philadelphia, Penn., Univ. of Harrison Lab. Chem.) Am System $\text{Ag}-\text{AgClO}_4-\text{HClO}_4$ wurden galvanostatische Messungen der Überspannung in Abhängigkeit von der Zeit und der Dichte des FARADAY-stroms bei konstantem Gesamtstrom durchgeführt. Die kugelförmigen Ag-Elektroden wurden aktiviert werden. Die Konzentration an HClO_4 war normal, die an AgClO_4

0,001—0,4 n. Die Stromdichte lag zwischen 0,005 und 10 Amp/cm². Es wurde eine Theorie der Oberflächendiffusion der Adionen entwickelt. Geschwindigkeitsbestimmen ist die Transfer-Reaktion. Der Strom ist ungleichmäßig zwischen den Wachstumsstellen verteilt, während über die Elektrodenoberfläche konstantes Potential herrscht. Die Konzentration der Adionen lag bei $0,5 - 1 \cdot 10^{-10}$ Mol/cm², durch Aktivierung der Elektroden wurde sie etwa auf das Zehnfache erhöht. Der Symmetriefaktor β der Elektrodenkinetik ergab sich als potentialabhängig und bei hohen Stromdichten nähert er sich bei hoher Überspannung dem Wert Null. Hieraus folgt eine Grenzstromdichte.

M. Wiedemann.

11-585 **E. Schmidt.** Beitrag zur Ermittlung der Überführungszahlen stark konzentrierten Magnesiumchloridlösungen. *Z. phys. Chem.* **211**, 93—100, 1959, Nr. 1/2. (Juni.) (Berlin, Akad. Wiss., Arbeitst. Mineralsalzf.) SchöN.

11-586 **S. Aronson and J. C. Clayton.** Thermodynamic properties of nonstoichiometric urania-thoria solid solutions. *J. chem. Phys.* **32**, 749—754, 1960, Nr. 3. (März.) (Pittsburgh, Penn., Bettis Atom. Power Lab.) Bei Temperaturen zwischen 1150—1350°K wurden an folgenden festen Ketten Messungen der elektromotorischen Kraft durchgeführt: Fe, Fe₂O₃ (ZrO₂ + 15 Mol-% CaO) U_yTh_{1-y}O_{2+x}, Pt. x wurden durch den Gewichtsverlust bei Reduktion zu U_yTh_{1-y}O₂ bei 800°C bestimmt. y lag zwischen 0,9 bis 0,3 und x zwischen 0,02 und 0,16. Die partiellen molaren freien Energien, Entropien und Enthalpien der Lösung von Sauerstoff in der festen Lösung wurden in Abhängigkeit von y und x bestimmt. Die Daten werden anhand einer Lösung von O-Ionen aus Zwischengitterplätzen im Fluoritgitter diskutiert.

M. Wiedemann.

11-587 **B. Jezowska-Trzebiatowska und J. Danowska.** Reduktionsmechanismus und Elektronenstruktur des Oxyzyanorhenats. V. *Z. phys. Chem.* **212**, 29—39, 1959, Nr. 1/2 (Okt.) (Wroclaw, Pol., Univ., Akad. Wiss., Inst. Phys. Chem.) SchöN.

11-588 **K. Müller.** Elektrochemische Thermodynamik der stromlosen Metallabscheidung an Metallocberfläche **14**, 65—69, 1960, Nr. 3. (März.) (Schwäbisch Gmünd, Forschungsinstitut für Edelmetalle u. Metallchem.) V. Weidemann.

11-589 **E. Lombardi and P. B. Sogo.** NMR study of acetaldehyde-water mixtures. *J. chem. Phys.* **32**, 635—636, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem., Lawrence Radiation Lab.) SchöN.

11-590 **N. K. Ssuschodreff und S. L. Mandelstamm.** Über die Temperatur der Elektrodenwärmung in der Funkenentladung. *Opt. i Spektrosk.* **6**, 723—728, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Mit Hilfe der spektroskopischen Methode von ORNSTEIN wurden unter Zuhilfenahme der Linien des Al III, Sn IV und Si IV Werte von 30 000 bis 35 000 Grad gefunden. Die Werte gehören offenbar zu denjenigen im Zentralgebiet der Dampfwolke und liegen nahe der Kanaltemperatur von 30 000—40 000 Grad, was die Vermutung bestätigt, daß die Erwärmung und Anregung der Elektrodendämpfe beim Funkendurchschlag durch den Kanal erfolgt.

v. Keussler.

11-591 **G. Szigeti und J. Bitó.** Der Effekt der Anodenperturbation auf die positiven Säulen der Niederdruckgasentladungen. *Acta phys. hung.* **11**, 103, 1960, Nr. 1. (Budapest, Akad. Wiss., Forschungsinst. Techn. Phys. u. Forschungsinst. Nachrichtentechn. Ind.) I. Die Ergebnisse von WOJACZEK wurden bestätigt und ebenfalls laufende Schichten beachtet. Mit einer Gleichspannung von einigen Volt zwischen der plattenförmigen Anode und der sie umgebenden zylindrischen Hilfselektrode kann die Frequenz der Schwingungen in der positiven Säule beeinflußt werden.

M. Wiedemann.

11-592 **F. M. Nekrassow.** Zur nichtlinearen Theorie stationärer Prozesse in einem Elektronenplasma. *Sh. exp. teor. Fis.* **38**, 233—238, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Auf Grund einer kinetischen Gleichung von BOLTZMANN-WLASSOW (Wechselwirkung der Teilchen untereinander) und einer self consistent field, beschrieben durch die sogenannten Fernstöße, d. h. Wechselwirkungen mit langsamem Abfall der COULOMB-Kräfte; die Nahwechselwirkung wird

urch ein Stoßintegral beschrieben) behandelt Vf. stationäre Prozesse in einem Elektronenplasma. In nichtlinearer Näherung wird die Ausbreitung elektrostatischer Wellen mit konstanter Phasengeschwindigkeit in einem ruhenden Plasma und im Plasma eines Ionstrahls untersucht. Dabei wird der Einfluß des Stoßintegrals bei der Behandlung von Eigenschwingungen und der Wechselwirkung von Plasmastrahlen vernachlässigt. Das Plasma wird als unbegrenzt und in nur einer Dimension variabel betrachtet. Die Vernachlässigung der Ionenbewegung und der Nahstöße für geladene und neutrale Teilchen wird durch den Massenunterschied von Ionen und Elektronen bzw. durch die Anwendung auf ein Hochtemperaturplasma mit hoher Ionisierung gerechtfertigt. Es ergeben sich Beziehungen zwischen Wellenlänge und Frequenz einerseits und Amplitude der Eigenschwingungen andererseits. Das maximale Feld, in dem noch periodische Prozesse im Plasma möglich sind, wird bestimmt. Ausbreitungsbedingungen für Wellen großer Amplitude im ruhenden und im Strahlplasma werden aufgestellt. Bei der Wechselwirkung zweier Strahlen mit vergleichbarer Dichte und verschiedenen Geschwindigkeiten gibt es zwei Wellentypen, eine, deren Geschwindigkeit das arithmetische Mittel der Strahlgeschwindigkeit ist und die sich längs des schnelleren Strahls ausbreitet (bei hoher Relativgeschwindigkeit), die andere mit evtl. wesentlich höherer Geschwindigkeit, bezüglich der beide Strahlen als ruhendes Plasma betrachtet werden können, und die für eine Felder harmonisch ist (Frequenz \approx Plasmafrequenz ω_0 , Dispersionsgesetz geben durch die lineare Theorie).
Vogel.

—593 **W. K. Prokofjeff, D. B. Gurewitsch, J. M. Beloussowa und J. A. Snigireff.** Zur Frage der Einstellzeit des thermodynamischen Gleichgewichts im Plasma der Bogenentladung. *Dot. i Spektrosk.* **7**, 14—20, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Eine Meßmethode, bei der jeweils eine kurzzeitige Anregung des Plasmas erfolgt, wurde entwickelt und mit ihrer Hilfe die Einstellzeit des thermodynamischen Gleichgewichts bei einem in Luft brennenden Bogen gemessen. Als Gleichgewichtskriterium diente die Gleichheit der aus den Atom- und den Molekülspektren bestimmten Temperatur. Es ergab sich eine Einstellzeit von 25 sec.
v. Keussler.

—594 **E. A. Ogryzlo and H. I. Schiff.** *Electrically discharged CO_2 as a source of oxygen atoms.* *J. chem. Phys.* **32**, 628—629, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Montreal, Can., Univ., Dep. Chem.) CO_2 passierte eine elektrodenlose Entladung bei 2450 MHz. Die Zersetzung konnte durch Zusatz von He oder Ar oder durch Erhöhung der Energiezufuhr gesteigert werden. Neben der Reaktion $CO_2 \rightarrow CO + O$ dürfte die Reaktion $CO_2 + O \rightarrow CO + O_2$ laufen, die Rekombination der O-Atome an der Wand verläuft sehr langsam. Die Ausbeute an O-Atomen lag bei 5%.
M. Wiedemann.

—595 **S. G. Reed and C. M. Herzfeld.** *Theory of flame propagation in solid nitrogen at low temperatures.* *J. chem. Phys.* **32**, 1—2, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Washington, D. C., Off. Naval Res. and Nat. Bur. Stand.) Wird Stickstoff einer Mikrowellen-Entladung unterworfen und dann bei 4,2°K niedergeschlagen, so werden im Niederschlag Blitze mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von rund 2 cm/sec und solche mit etwa 10^3 cm/sec beobachtet. Die langsamsten können durch eine Flammentheorie für Festkörper, bei der Geschwindigkeitskontrolle durch Diffusion von Radikalen und Wärme angenommen wird, deutet werden. Es ergibt sich die richtige Größenordnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit.
M. Wiedemann.

—596 **Friedrich Hufnagel und Gerhard Klages.** *Ein Hohlrohrinterferometer für dielektrische Untersuchungen an verdünnten Lösungen polarer Moleküle.* *Z. angew. Phys.* **12**, 22—206, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Mainz, Univ., Phys. Inst.) Für den Bereich um 1,5 cm Wellenlänge wird eine Hohlrohranordnung beschrieben, in der die Mikrowellenleistung in zwei Hohlrohre (Meß- und Vergleichsarm) gleichmäßig aufgeteilt und später in einer Kristalldiode wieder zusammengeführt wird. Im Vergleichsarm befinden sich gehegte Dämpfer und Phasenschieber, mit denen das Interferometer so abzugleichen ist, daß kein Diodenstrom fließt. Im Meßarm nimmt die Meßzelle nacheinander Lösung und Lösungsmittel auf, so daß durch die zum Abgleich notwendige Änderung der Dämpferstellung im Vergleichsarm die Differenz ihrer Dämpfungen ermittelt wird (Unsicherheit in ϵ'' 2%, untere Meßgrenze $2 \cdot 10^{-3}$). Der Einfluß der Unsymmetrie der Anordnung

und der Reflexionen an den Begrenzungen der Meßzelle auf das Resultat ist theoretisch behandelt; letztere sind im Gerät durch abgeschrägte Vorkammern, mit dem Lösungsmittel gefüllt, sehr klein gehalten. Eichmessungen an drei Substanzen zeigen lineares Ansteigen von ϵ'' mit der Konzentration. Klages.

11-597 Günther Schmidt. *Quasistatische Messung piezoelektrischer und elektrostriktiver Deformationen.* Exp. Tech. Phys. **6**, 250-258, 1958, Nr. 6. (Halle, Univ., Inst. exp. Phys.) Das beschriebene Gerät dient dazu, piezoelektrische bzw. elektrostriktive Deformationen ferroelektrischer Stoffe, speziell von Bariumtitanatkeramik, die durch ein niederfrequentes Wechselfeld erzeugt werden, bei Temperaturen zwischen 20 und 150°C zu messen. Direkt über der Oberfläche des zu untersuchenden Körpers befindet sich eine Kapazitätssonde, die mit Hilfe eines UKW-Oszillators und eines Diskriminators die periodischen Abstandsänderungen in eine proportionale Wechselspannung verwandelt. Das Meßergebnis wird entweder direkt angezeigt oder nach einer Nullmethode gewonnen. Bei dieser Nullmethode wird die Sonde mit der Probe gleichzeitig mit Hilfe eines Phaseschiebers und eines Verstärkers zu solchen Verrückungen angeregt, daß die Abstandsänderungen zwischen beiden verschwinden. Die Meßunsicherheit beträgt dabei etwa $3 \cdot 10^{-8}$ bzw. $2 \cdot 10^{-9}$ cm. In beiden Fällen wird das Resultat auf den Piezomodul d_{11} des angegebenen Schwingquarzes bezogen. Awender.

11-598 Y. P. Varshni and G. P. Srivastava. *Temperature dependence of dielectric constant.* Z. phys. Chem. **210**, 144-150, 1959, Nr. 3/4. (März.) (Allahabad, India, Univ., Dep. Phys.) Gegenüber den verschiedenen vorgeschlagenen empirischen Formeln für die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante wird die DEBYEsche Formel für die Temperaturabhängigkeit der Molrefraktion, die nach der DK aufgelöst $\epsilon = A + B/(T + C)$ ergibt (A, B, C ~ Konstante, T ~ absolute Temperatur), geprüft, inwieweit sie die aus der Literatur bekannten Werte der DK in Abhängigkeit von T für verschiedene Flüssigkeiten wiedergibt. Die Unterschiede zwischen gemessenen und nach der Formel berechneten Werten sind im wesentlichen kleiner als 2%. Hora.

11-599 James E. Boggs and A. P. Deam. *Measurement of dipole moments at microwave frequencies.* J. chem. Phys. **32**, 315-316, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Austin, Tex., Univ., Dep. Chem., Electr. Engng. Res. Lab.) Für viele Gase ändert sich die Dielektrizitätskonstante im Mikrowellenbereich und sinkt oft unter den statischen Wert. Für 1,2-Dichlortetrafluoroäthan wurde bei 400 MHz und 40°C über einen weiten Druckbereich (bis 720 Torr) die Dielektrizitätskonstante gemessen. Aus den Daten ergibt sich ein Dipolmoment von 0,56 gegenüber dem von MAGNUSON erhaltenen Wert von 0,53. Bei anderen Gasen kann durch die Dispersion ein größerer Fehler verursacht werden. M. Wiedemann.

11-600 Colin Clemett and Mansel Davies. *Molecular rotation and dielectric relaxation in a crystal lattice.* J. chem. Phys. **32**, 316-317, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Aberystwyth, Wales, Univ. Coll., Edward Davies Chem. Lab.) Die dielektrischen Eigenschaften von Succinonitril $\text{NC}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{CN}$ wurden im flüssigen und festen Zustand (Schmelzpunkt 56,8°C) bei Frequenzen bis zu 900 MHz untersucht. Die Relaxationszeiten wurden berechnet. An der Rotation im festen Zustand ist das gesamte Molekül beteiligt. Die Aktivierungsenthalpien und Entropien sind angegeben. Im festen Zustand ist die Aktivierungsentropie negativ. M. Wiedemann.

11-601 Jürgen Schneider. *Dielectric relaxation of dilute solutions in the millimeter wave region.* J. chem. Phys. **32**, 665-668, 1960, Nr. 3. (März.) (Durham, N. Carol., Univ., Dep. Phys.) Mit den Harmonischen eines 2 K 33-Klystron wird bei vier Wellenlängen zwischen 12,33 und 2,47 mm ϵ'' von elektrischen Dipolstoffen in sehr verdünnter Benzollösung bei 25°C gemessen. Angewendet werden eine Reflexionsmethode, bei der die Knotenbreite an einer feststehenden Sonde bei bewegtem Flüssigkeitsspiegel gemessen wird, und eine Dämpfungsmessung bei Durchstrahlung einer Flüssigkeitsschicht bestimmter Dicke. Bei beiden steigt der Meßwert proportional der Konzentration an. Geeicht werden die Apparaturen mit Benzophenon. — Untersucht sind Chlorbenzol, Diphenyläther, Diphenylamin und Anilin mit dem Ergebnis, daß sich durch alle Meßpunkte DEBYE-Kurven mit nur einer Relaxationszeit legen lassen, wobei allerdings das sich so e

bende Dipolmoment kleiner ausfällt, als nach der optischen Methode bestimmt. Es bestätigt sich die schon früher gefundene Tatsache, daß die Relaxationszeit von Diphenyl-
-nitril und -amin gegenüber Benzophenon stark verkürzt ist, ebenso wie bei Anilin
-gen Chlorbenzol.

Klages.

-602 **J. Sobhanadri.** *Dielectric relaxation in relation to viscosity.* J. sci. industr. Res. **B**, 508-511, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Waltair, Andhra Univ., Phys. Dep.) Die Relaxationszeiten von Butylstearat, Äthylphthalat, p-Chlorotoluol, Äthyladipat und Jodbenzol wurden in Lösungen verschiedener Viskosität (Benzol-Paraffin Mischungen) ge-
-essen. Die Relaxationszeiten, die um 10^{-11} s liegen, nehmen mit größerer Viskosität
-s Lösungsmitteln um den Faktor 2 bis 3 zu und zwar hauptsächlich im Viskositäts-
-reich unter 1,5 cP. Bei Äthyladipat und Jodbenzol nimmt das Dipolmoment mit steigen-
-rer Konzentration des Paraffins etwas ab, bei den übrigen Stoffen etwas zu.

W. Weber.

-603 **L. K. H. van Beek.** *The Maxwell-Wagner-Sillars effect, describing apparent electric loss in inhomogeneous media.* Physica **26**, 66-68, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Delft, Nederl., Cent. Lab. T. N. O.) Einige wohlbekannte Beziehungen, die von WAGNER und SILLARS zum Verlustwinkel eines Dielektrikums mit eingesprengten, leitenden Kugeln
-er Ellipsoiden aufgestellt worden sind, werden hinsichtlich ihres Gültigkeitsbereiches
-skutiert. Dabei ergibt sich, daß eine Formel von WAGNER gleiche DK im ganzen Dielek-
-trum einschließlich der Einsprengungen voraussetzt.

Klages.

-604 **V. G. Bhide and R. V. Damle.** *Dielectric properties of manganese dioxide.* I. Physica **26**, 33-42, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Bombay, Roy. Inst. Sci. Phys. Dep.) Am Pyro-
-osit, mineralischem MnO_2 , wird Leitfähigkeit und DK im Frequenzbereich von 0 bis
-1 kHz bei Temperaturen zwischen 0 und 120°C gemessen. Seiner Gleichstromleitfähigkeit nach verhält sich der Stoff als Halbleiter, zeigt aber bei etwa 50°C eine Anomalie.
- Die DK erreicht mit Werten bis zu 10^5 bei derselben Temperatur ein scharfes Maximum
- mit steilem Abfall nach höheren Temperaturen. Mit der Frequenz ändern sich Leitfähigkeit und DK nur unerheblich. — Aus diesen Eigenschaften wird der Schluß gezogen, daß
- die Substanz unterhalb von 50°C ferroelektrisch wird, und im Zusammenhang mit der
- Kristallstruktur wird diese Ferroelektrizität nach dem Vorbilde der bekannten Theorien
- für Bariumtitanat diskutiert.

Klages.

-605 **D. K. C. MacDonald, W. B. Pearson and L. M. Templeton.** *Thermoelectricity at low temperatures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 481-484. (Ottawa, Nat. Res. Counc., Div. Pure Phys.) Die Ergebnisse der Neustimmung der absoluten Thermospannung und vorläufige Messungen der Thermospannung von $Cu/Cu + (Ag, Ni$ oder $Au)$ -Elementen im Magnetfeld werden mitgeteilt. Anschließend ist die Änderung der Thermospannung durch das angelegte Magnetfeld bei sehr geringen Zusatzmengen (ca. 0,005 At%) positiv und wird bei steigender Zusatzkonzentration (z. B. ca. 0,05 At% Ag) negativ. In jedem Falle ist die Änderung umso größer, je höher das angelegte Magnetfeld gewählt wird.

Rühl.

-606 **M. D. Bunge, R. L. Powell and R. J. Corruccini.** *Thermal emf of some thermoelectric alloys.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, 484-486. (Boulder, Col., N. B. S., Cryogenic Engng Lab.) Bis herab zu 4°K wird die Thermospannung von Kupfer gegen drei definierte Legierungen ($Au + 2,1$ At% Co, Konstantan und $Ag + 0,35$ At% Au) gemessen. Untersucht wird auch die Homogenität und Zeitkonstanz dieser Legierungen. Eine Tabellierung der Werte ist in Aussicht ge-
-ellt.

Rühl.

-607 **W. Davies.** *Thermal transients in graphite-copper contacts.* Brit. J. appl. Phys. **10**, 6-522, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Cardiff, Univ. Coll. South Wales and Monmouths, Engng Dep.) Vf. berechnet den räumlichen und zeitlichen Temperaturverlauf in der Umgebung kleiner stromdurchflossener Berührungsflächen zwischen Graphit einerseits und reinem bzw. oxyddecktem Kupfer andererseits, sowie den Temperaturabfall nach Entfernung derselben. Bei oxydfreiem Kupfer liegt die Zone maximaler Temperatur innerhalb des Graphitkörpers in einer Entfernung von der Kontaktstelle, die annähernd

gleich dem Durchmesser der (kreisförmigen) Berührungsfläche ist. Die Temperatur erhöht sich dort bei 0,1 mm Kontaktflächenradius und 50 A nach 10⁻⁴ s um ca. 50°C. In anderen Falle wird diese Temperaturerhöhung bei 0,8 V Spannungsabfall an der Oxydschicht auf etwa 70°C geschätzt. Häsing.

11-608 C. R. Crowell and R. A. Armstrong. *Temperature dependence of the work function of silver, sodium and potassium.* Phys. Rev. (2) **114**, 1500-1506, 1959, Nr. 6 (15. Juni.) (Montreal, Quebec, Can., Univ., Dep. Phys. Eaton Electron. Res. Lab.) Zur Überprüfung der erweiterten Theorie von HERRING und NICHOLS wurden Messungen an frischen, bei 10⁻⁹ Torr aufgedampften Schichten gemacht. Diese ergaben in Volt/K die Werte $-13,4 \cdot 10^{-4}$, $-51 \cdot 10^{-5}$ und $-26 \cdot 10^{-5}$ für Ag, Na und K. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist befriedigend. Zehler.

11-609 N. D. Morgulis. *Variation of the work function of an electron from a metal under the influence of an adsorbed layer of molecules of barium oxide.* Soviet Phys.-Solid State **1**, 1029-1035, 1960, Nr. 7. (Jan.) (Engl. Übers. aus: Fis. Tverd. Tela **1**, 1125, 1959, Nr. 7.) (Kiev, State Univ.) V. Weidemann.

11-610 M. D. Hare. *The effects of initial electron velocities and space charge in secondary emission.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **ED-6**, 397-404, 1959, Nr. 4. (Okt.) (Stanford, Calif., Univ., Electron. Lab.) Hier wird ein Sekundärelektronen-Emitter als thermischer Elektronenemitter aufgefaßt, dessen Temperatur gegeben ist. Der Wert seiner Austrittsarbeit hängt von der Stromdichte der einströmenden Primärelektronen ab. Das LANGMUIRSche Gesetz für ebene parallele thermionische Dioden wird auf die Sekundärelektronenemission angewendet. Die resultierenden Gleichungen erklären quantitativ die beobachteten Sekundäremissionseffekte, welche durch die Raumladung und die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen bedingt sind. Drei spezielle elektronische Anordnungen werden diskutiert, bei denen Raumladungseffekte und die Anfangsgeschwindigkeit eine wichtige Rolle spielen: 1. eine Sekundäremissions-Potentialsonde, 2. die Kathodenstrahlröhre mit nichtleitendem Schirm und 3. ein Sekundäremitter mit freischwebendem Potential als Ionenseke. Macek.

11-611 Helmut Birgfellner. *Beitrag zum Exoelektronenproblem.* Acta phys. austr. **13**, 293-299, 1960, Nr. 2. (Wien, Univ., II. Phys. Inst.) Die thermostimulierte Exoelektronenemission (glow-Kurven), nach Röntgenanregung, von einigen angeätzten Metallen wird untersucht. In Übereinstimmung mit anderen Autoren beobachtet man beim Abätzen der Oberfläche eines polykristallinen Metalls ein monotonen Abnehmen der Emission mit der Dicke der abgeätzten Schicht. Entfernt man eine 20-50 μ dicke Schicht, so verschwindet die Emission im allgemeinen. Eine Ausnahme machen „Federstahl“ und „Automatenstahl“ (0,5% Pb, 2,5% Cu). Bei Federstahl wächst die Intensität der Emission rasch bei kurzem Anätzen, erreicht ein Maximum bei 30 μ Ätztiefe und fällt danach rasch ab. Dagegen geht bei Automatenstahl die Emission auch nach starken Ätzen nicht zurück. Dafür seien mit den Bleieinschlüssen verbundene Haftstellen verantwortlich: die Intensität steigt mit der Zahl der Einschlüsse; diese sind im ganzen Volumen vorhanden; die Röntgenanregung erfaßt das ganze Volumen; längeres Temperiern (4 h bei 1000°C) verdampft Blei aus einer Oberflächenschicht und bringt die Emission zum Verschwinden; Abätzen dieser Schicht stellt die Emission wieder her. Von HIESLMAIR und MÜLLER wurden für die meisten geätzten Metalle Glow-Maxima bei 160°C und 260°C gefunden. Bei Automatenstahl liegt das zweite Maximum jedoch bei 360°C. Seine Intensität erhöht sich (auch bei anderen Metallen) unter Sauerstoffeinfluß beträchtlich. Dieses wird im Anschluß an eine Hypothese von GRUNBERG und WRIGHT auf die, durch Ätzen entstandene, Adsorptionsschicht zurückgeführt. Bullemer.

11-612 W. H. Schönfeld. *Fernmeldetechnik.* V. D. I.-Z. **101**, 1007-1009, 1959, Nr. 21 (21. Juli.) (Hannover.) Schön.

11-613 A. G. Vasiliev, I. S. Zhitomirsky and K. S. Klempner. *Criteria of reliability of automatic relay devices with radioactive emitter.* Automat. Telemech., Moskau **21**, 245 bis 253, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) V. Weidemann.

1-614 T. Stepniewski. Einige Betrachtungen über die Berechnung der Gewitterfestigkeit von Hochspannungsfreileitungen. III. Internat. Koll. Hochsch. Elektrotech. Ilmenau 1958, S. 243-249. (Gliwice, Polska, Politech. Slaska.) **H. Ebert.**

1-615 Menachem Lewin and Avraham Lengyel. *Papyrus as a raw material for the production of insulation and hardboard.* Bull. Res. Counc. Isr. **6C**, 181-196, 1958, Nr. 3. (Aug.) (Jerusalem, Inst. Fibres, Forest Prod. Res.) **Schön.**

1-616 J. N. Barabanenkow. Zur Möglichkeit selbsterregter Schwingungen einer Ladung in gekreuzten Feldern. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 263, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. untersucht die Bewegung einer Ladung in zueinander senkrechten homogenen Feldern E und H mit einer Reibungskraft $m\gamma(v)$. Für lineare Reibung (konstantes γ) klingt die LARMOR-Rotation mit der Zeit auf 0 ab, es bleibt nur die Driftbewegung. Bei nichtlinearer Reibung erhält man eine Analogie zu einem Eigenschwingungssystem vom THOMSONSchen Typ mit einem „Schwingkreis“ in Gestalt der LARMOR-Rotation der Ladung. Deren Amplitude geht für $t \rightarrow \infty$ gegen einen stationären Wert, der sich aus einer impliziten Gleichung ergibt. Die Driftbewegung wird nach wie vor gegeben durch $V_{x,y}^0 = (cE/H)/(1 + \gamma^2(v_0)/\omega_R)$ ($1, \gamma(v_0)/\omega_R$). Die Geschwindigkeitsamplitude der LARMOR-Präzession hat einen stationären Wert zwischen 0 und v_0 , falls $1/\gamma(v_0) (d\gamma/dv_0) v_0 < -2/v_0$; dies ist die Bedingung für die Selbsterregung von Schwingungen. Dieser Satz gilt bei einem kleinen Parameter γ/ω_R und wird durch Mittelung der Gleichungen für Amplitude und Phase bewiesen. In einem Plasma sind bei den dort herrschenden $\gamma(v)$ solche Schwingungen i. a. möglich; die Anregungsbedingung ist dann äquivalent mit $cE/H > \gamma(v) v_0$. **Vogel.**

1-617 Volkmar Müller. Inhomogene Wellen im Beugungsnahfeld von verlustlosen dielektrischen Kreiszylindern. Z. angew. Phys. **12**, 206-212, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Göttingen, Univ., III. Phys. Inst.) Gemessen wird die Beugung einer nahezu ebenen Welle im Nahfeld von dielektrischen Voll- und Hohlzylindern im Vergleich zu Metallzylindern gleicher Abmessungen bei 3,2 cm Wellenlänge (ebenes Problem zwischen zwei ausgedehnten parallelen Metallplatten, Zylinderdurchmesser vergleichbar mit der Wellenlänge). Zur qualitativen Deutung der Meßergebnisse dient ein zeichnerisches Verfahren, indem das Beugungsfeld durch Interferenz verschiedener Wellenzüge dargestellt wird. Für dielektrische Zylinder spielt im Nahfeld eine inhomogene Welle eine wesentliche Rolle, die nicht aus geometrisch-optischen Betrachtungen folgt, sondern darauf zurückzuführen ist, daß Beugungswellen im Zylinderinnern entstehen und an der Grenzfläche am Teil totalreflektiert werden. **Klages.**

1-618 Chen To Tai. *Evanescence modes in a partially filled gyromagnetic rectangular wave guide.* J. appl. Phys. **31**, 220-221, 1960, Nr. 1. (Jan.) (São José dos Campos, Brasil, Inst. Tecnol. Aeronáut.) Ausgehend von der charakteristischen Gleichung von AX und BUTTON (J. appl. Phys. **26**, 1184, 1955) für die Fortpflanzungskonstante β in einem Rechteckhohlrohr, das teilweise mit gyromagnetischem Material gefüllt ist, werden asymptotische Lösungen aufgezeigt, in denen β komplex ist. Weiter ist das Verhalten der sogenannten Grundhohlrohrwelle (fundamental mode) in der Umgebung der Resonanzwellenlänge diskutiert, wobei sich ebenfalls Hinweise auf die Existenz derartiger „gedämpfter“ Wellentypen finden lassen. **Klages.**

1-619 O. G. Sagorodnow, J. B. Fainberg und A. M. Jegorow. Zur Reflexion elektromagnetischer Wellen an einem Plasma, das sich in Wellenleitern für langsame Wellen befindet. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 7-9, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Zur Steigerung der Frequenz- und Amplitudenänderung einer Welle bei der Reflexion am bewegten Spiegel gibt es zwei Möglichkeiten: Steigerung der Geschwindigkeit der reflektierenden Fläche oder Veränderung der Phasengeschwindigkeit der Welle in dem Raum, wo die Wechselwirkung stattfindet; außerdem kann der Effekt mehrfach wiederholt werden. Die erste, von ANDECKER (Phys. Rev. **86**, 852, 1952) diskutierte Möglichkeit würde verlangen, daß in Plasma sehr hoher Ladungsdichte auf nahezu c beschleunigt wird, damit die DK auch für die Frequenz, wie sie im Bezugssystem des Plasmas erscheint, zur Reflexion

ausreicht. Dies scheint sehr schwierig. Gelingt es dagegen, die Phasengeschwindigkeit im Wechselwirkungsraum in die Nähe der Plasmageschwindigkeit zu bringen, so wird die Frequenzänderung erheblich ($\omega_{\text{ref}} = \omega_{\text{einf}}(1 + v_{\text{pl}}/v_{\text{ph}})/(1 - v_{\text{pl}}/v_{\text{ph}})$), bei der Reflexion steigt außerdem die Energie der Welle erheblich (um den Faktor $R = |(1 + v_{\text{pl}}/v_{\text{ph}})/(1 - v_{\text{pl}}/v_{\text{ph}})|^2 |(1 - m)/(1 - \bar{m})|^2$ mit $m = [1 - \alpha_n(1 - \epsilon\beta^2)/(1 - \beta^2)\epsilon]^{1/2}$; $\alpha_n = p^2/[1 - (-1)^n h]$, $p^2 = 4\pi n e^2/m_0 \omega^2$, $h = eH_0/m_0 c \omega$). Dieser Effekt wird experimentell in verzögernden Wellenleitersystemen vom Spiraltyp untersucht. Bei starker Verzögerung der Welle (auf $1/200 - 1/375$ c) führt der doppelte DOPPLER-Effekt bei der Reflexion zu einer Frequenzzunahme um 11–20% (Meßfrequenz 24,75 mHz). Es wird gezeigt, daß sich dieser Effekt zur Verstärkung von Mikroradiowellen und zur Multiplikation ihrer Frequenz ausnutzen läßt, ferner zur Verbesserung der dynamischen Stabilität eines Plasmas und für verschiedene Meßzwecke im Plasma. Vogel.

11-620 G. B. Rosenberger. *A cryogenic oscillator.* IBM-J. Res. Dev. **3**, 189–190, 1959, Nr. 2. (Apr.) Der Oszillator, der bei $4,2^{\circ}\text{K}$ betrieben wird, besteht aus einer aufgedämpften Pb-Schicht und einem dazu parallel geschalteten Cu-Draht. Der Normalwiderstand der Schicht ist höher, als der Widerstand des Cu-Drahtes. Durch Anlegen eines überkritischen Stromes wird die Supraleitung der Pb-Schicht aufgehoben und die Schicht durch JOULESche Wärme etwas erwärmt. Nun übernimmt der Cu-Draht den Hauptstrom, bis die Schicht wieder unter die Übergangstemperatur abgekühlt ist und praktisch der gesamte Strom abermals durch die Pb-Schicht fließt, um nach kurzer Zeit wieder die Supraleitung zu zerstören. In diesem Zeitpunkt wird am Oszillator auch die scharfe Spannungsspitze beobachtet. Die erreichbare Frequenz ist vom Widerstand und der Induktivität der beiden Oszillatortzweige und besonders von der Höhe des Stromes abhängig. Im vorliegenden Fall wurden Frequenzen zwischen 77 und 212 kHz gemessen.

Rühl.

11-621 Murray D. Sirkis. *Application of perturbation theory to the calculation of ω - β -characteristics for periodic structures.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **MTT-8**, 251–252, 1960, Nr. 2. (März.) (New Brunswick, N. J., Rutgers State Univ., Dep. Elect. Engng, Microwave Electron. Lab.) Die Formel für die Änderung der Eigenfrequenz eines Resonators durch kleine Änderung (Störung) der Abmessungen läßt sich anwenden bei der Bestimmung der Dispersionskurve (Zusammenhang zwischen ω und β) einer periodischen Verzögerungsleitung. Wenn, wie Vf. annimmt, die Störung periodisch ist mit einer Periode, die gleich einem ganzzahligen Vielfachen der der ungestörten Leitung ist, kann man das ω , β -Diagramm der gestörten Leitung aus dem der ungestörten erhalten, wobei auch an den richtigen Stellen Sperrbereiche innerhalb des ursprünglichen Durchlaßbereiches auftreten.

Pöschl.

11-622 G. Wunsch. *Analysis der Allpässe. I. Allgemeines und Klassifizierung.* Hochfrequenztech. u. Elektroakust. **68**, 169–176, 1960, Nr. 6. (Jan.) (Dresden, T. II., Inst. Allg. Elektrotech.)

11-623 Per-Olof Brundell. *Current and potential distribution on a circular loop antenna.* K. techn. Högsk. Handl. 1960, Nr. 154, S. 1–34. (Stockholm, Royal Inst. Technol., Div. Theor. Elect. Engng.)

V. Weidemann.

11-624 Jürgen Schneider. *Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field.* Phys. Rev. Letters **2**, 504, 1959, Nr. 12. (15. Juni.) (Durham, N. Carol., Univ., Dep. Phys.) Die SCHRÖDINGER-Gleichung für Elektronen, die sich senkrecht zu einem magnetischen Feld bewegen, kann auf die Gleichung für den harmonischen Oszillator reduziert werden. Man geht aus von der relativistischen SCHRÖDINGER-Gleichung unter Vernachlässigung der Spinabhängigkeit und erhält einen Ausdruck für die Zyklotron-Resonanzabsorption. Die beiden Grenzwerte für den nichtrelativistischen und den relativistischen Fall werden diskutiert. Im Falle von nichtchromatischen Elektronen, sondern bei einer Energieverteilung der Elektronen erhält man denselben Effekt, wenn eine Überbesetzung der oberen Zustände vorhanden ist. Es wird ferner darauf hingewiesen, daß der gefundene Effekt für einen neuen Typ eines Masers herangezogen werden könnte, für den keine „Mikrowellenpumpe“ und keine Tieftemperatur-Operationen erforderlich wären.

Allkofler.

I-625 B. Bölder, B. J. Robinson and J. Ubbink. *Some characteristics of a maser at 420 MHz.* Physica **26**, 1-18, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Leiden, Nederl., Kamerlingh Onnes Lab.) Der aufgebaute Festkörper-Maser benutzt 0,05% Cr-Ionen in Kaliumkobaltcyanid, Pumpfrequenz 3850 MHz. Untersucht sind vier Einstellungen, von denen die günstigste ($H = 480$ Oe, 11° gegen a-Achse in der a-c-Ebene) ein Produkt Spannungsgewinn \times Bandbreite von $2,7 \cdot 10^6$ sec $^{-1}$ liefert. Weitere Erfahrungen werden von einem Rubin-Maser mitgeteilt, darunter bei 10700 MHz Pumpfrequenz die Beobachtung, daß nur für sehr kurze Zeit nach einem Pumpimpuls Verstärkung zu erreichen ist. — Neben einem Aufriß über die charakteristischen Größen eines Maser als Schaltelement, die geeigneten paramagnetischen Materialien und experimentellen Anordnungen findet man in der Arbeit eine eingehende Diskussion der Betriebseigenschaften unter besonderer Berücksichtigung der Erfordernisse für radioastronomische Anwendungszwecke (Rauschen, Stabilität). Im Cyanidkristall ist der Phononen-Sättigungsmechanismus von TRANDBERG nicht nachzuweisen, indem die Emission kleiner wird, wenn das Pumpfeld im Kristall einen Knoten hat. Klages.

I-626 Rolf Landauer. *Parametric amplification along nonlinear transmission lines.* J. Appl. Phys. **31**, 479-484, 1960, Nr. 3. (März.) (Poughkeepsie, N. Y., Internat. Bus. Mach. Corp., Res. Lab.) Der Mechanismus der parametrischen Verstärkung auf einer Leitung, deren Kapazitätsbelag von einer Pumpwelle gesteuert wird, wurde in bisher bekannten Veröffentlichungen meist unter der Voraussetzung abgeleitet, daß sich außer Signal-, Idler- und Pumpfrequenz keine weiteren Frequenzen auf der Leitung ausbreiten können, und die gesteuerten, zeitabhängigen Kapazitäten linear, d. h. spannungsunabhängig sind. Außerdem ist schon in einer Arbeit von ROE und BOYD gezeigt worden, daß die parametrische Verstärkung sehr gering wird, wenn die Leistung relativ disperionsfrei ist, und sich deswegen auch höhere Kombinationsfrequenzen ausbilden können. In der vorliegenden Arbeit wird zusätzlich angenommen, daß die Leitungskapazitäten nichtlinear (d. h. spannungsabhängig) sind, und in ihrer Größe von einem starken Pumpsignal gesteuert werden, das sich gemeinsam mit dem Signal auf der Leitung ausbreitet. Die Leitungsgleichungen, aufgestellt mit einer spannungsabhängigen Kapazität, entsprechen in ihrer Form den Differentialgleichungen, die in der Theorie der Stoßwellen in Überschallströmungen eine wesentliche Rolle spielen. Aus ihnen folgt prinzipiell eine vom Momentanwert der Leitungsspannung (Pumpe und Signal) abhängige Fortpflanzungsgeschwindigkeit, wodurch Verzerrungen entstehen, die bei einer genügend langen und dämpfungsfreien Leitung zur Entstehung von Stoßwellen führen können. An Hand einer allgemeinen Betrachtung, bei der ein kleines Signal beliebiger Form in eine Summe kurzer Einzelimpulse aufgeteilt wird, können Aussagen darüber gemacht werden, wie es übertragen und verzerrt wird. Der Anteil der Grundwelle eines sinusförmigen Signals kann im allgemeinen nicht verstärkt werden, wenn es zusammen mit der Pumpwelle der Leitung entlang fortschreitet. Nur bei ausgezeichneten Frequenzen, die Vielfache der halben Pumpfrequenz sind, kann bei richtiger Phasenlage die Amplitude der Grundwelle eines kleinen Signals höchstens um den Faktor $4/\pi = 1,27$ verstärkt werden; eine Verstärkung, die praktisch unwesentlich ist. Kuegler.

I-627 R. Elsner, L. Pungs und K.-H. Steiner. *Der parametrische Verstärker.* Frequenz **4**, 59-67, 1950, Nr. 2. (Febr.) (Braunschweig.) V. Weidemann.

I-628 W. W. Peterson and H. E. Puthoff. *A theoretical study of ion plasma oscillations.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **ED-6**, 372-377, 1959, Nr. 4. (Okt.) (Gainesville, Univ. Florida.) Ionenschwingungen wurden bisher in experimentellen Arbeiten über das Ionenplasma nicht beachtet. Sie treten aber auf, z. B. in ionenkonzentrierten Elektronenstrahlen in Mikrowellenröhren, und beeinflussen das Arbeiten der Röhren. Hier wird der Mechanismus untersucht, durch den die Ionenschwingungen entstehen, um die Aufnahmen herauszufinden, sie nach Möglichkeit zu vermeiden. Der Einfluß der Ionenbewegung auf die Elektronen wird vernachlässigt. Es wird angenommen, daß Ionen und Elektronen im Gleichgewichtszustand konstante und gleiche Dichte besitzen. Symmetrische Schwingungen und transversale Schwingungen werden untersucht, beide in der ebene und zylindrische Geometrie. Für ebene Geometrie ist die Frequenz der Schwingungen beider Schwingungstypen unabhängig von der Amplitude, für die zylindrische

Geometrie steigt bei symmetrischen Schwingungen die Frequenz mit der Amplitude. In beiden Geometrien verkleinert das Vorhandensein der Grenzbedingungen an der Anode die Frequenz der transversalen Ionenschwingungen, beeinflußt aber nicht die Frequenz der symmetrischen Schwingungen. Macek.

11-629 George E. Dombrowski. *Theory of the amplitron.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **ED-6**, 419—428, 1959, Nr. 4. (Okt.) (Waltham, Mass., Raytheon Co.) Das Amplitron ist eine Elektronenröhre mit gekreuzten Feldern, in der die Beeinflussung zwischen einer Verzögerungsleitung und einer zyklisch wiederkehrenden Elektronenwolke stattfindet, die von einer zylindrischen Kathode kommt. Der Aufbau hat Ähnlichkeit mit der Anordnung beim Magnetron. Die Röhre wirkt als breitbandiger Leistungsverstärker mit hohem Wirkungsgrad. Die Elektronen-Raumladung hat die Gestalt eines sich drehenden Speichenrades. Die Einwirkung dieser Raumladung auf die Verzögerungsleitung wird untersucht. Es entstehen Vorwärts- und Rückwärtswellen. Die Phasenbeziehung zwischen der Raumladung und dem Eingangssignal erlaubt die Berechnung der komplexen Verstärkung des Amplitrons. Es wird gezeigt, daß das Amplitron ein nichtlinearer, gesättigter Verstärker ist. Es gibt eine Grenze der Verstärkung. Sie ist wesentlich durch die Rückwärtswelle bestimmt. Rechnungen über die Phasenabhängigkeit von der Hochfrequenzenergie, die der Verstärkerröhre zugeführt wird, über die Bandbreite der Verstärkung, über Schwingungsbedingungen und eine Diskussion der Fehlanpassung der Röhre werden gebracht. Macek.

11-630 George R. White. *Small-signal theory of multicavity klystrons.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **ED-6**, 449—457, 1959, Nr. 4. (Okt.) (Great Neck, N. Y., Sperry Gyroscope Co.) Eine Kleinsignaltheorie wird entwickelt, welche für Klystrons mit mehreren Hohlräumen und nichtidealen Anregungsspalten gilt. Es wird die vollständige eindimensionale Beschreibung der Modulation des Elektronenstrahls am Spalt gegeben, einschließlich der durch die Raumladungskräfte bedingten Modifikationen. Verstärker mit in der Resonanzfrequenz versetzten Hohlräumkreisen (stagger-tuned) werden mittels Matrix- und skalaren Methoden behandelt. Es werden schließlich Gleichungen abgeleitet, die für die Berechnung des Verhaltens der Klystrons mit elektronischen Rechenmaschinen brauchbar sind. Macek.

11-631 Curtis C. Johnson. *Electron beam characteristics in radially varying periodic magnetic fields.* Trans. Inst. Radio Engrs, N. Y. **ED-6**, 409—412, 1959, Nr. 4. (Okt.) (Culver City, Calif., Hughes Aircraft Co.) Zur Gewichtersparnis werden periodische magnetische Felder vielfach zur Fokussierung von Elektronenstrahlen in Leistungs-Wanderwellenröhren benutzt. In manchen Röhrenanordnungen variiert das magnetische Fokussierfeld erheblich in radialer Richtung. Der Einfluß dieser radialen Feldvariation wird analytisch untersucht. Üblicherweise wird eine Funktion β in Abhängigkeit einer Variablen α , die selbst eine Funktion von Röhrengrößen ist, aufgetragen, wobei als Parameter die überlagerte Störung (ripple), der magnetische Kathodenabschirmfaktor K und der Parameter x_0 der radialen Feldvariation verwendet werden. Diese Abhängigkeit wird berechnet. Es zeigt sich, daß es notwendig ist, die magnetische Feldstärke am Rand des Elektronenstrahls konstant zu halten, und zwar über eine größere Änderung des magnetischen Feldvariations-Parameters x_0 . Die gegebenen Kurven können dazu verwendet werden, eine periodische Feldanordnung für geringste Störungen zu konstruieren. Macek.

X. Aufbau der Materie

11-632 O. J. Orient. *On the mechanism of multiple discharges in self-quenching Geiger counters.* Nuclear Instrum. **6**, 309—322, 1960, Nr. 4. (März.) (Budapest, Cent. Föd. Res. Inst., Dep. Radiol.) Es wird das Nachentladungsverhalten von Zählrohren mit Äthylalkohol-Argon-Füllungen für verschiedene Mischungsverhältnisse untersucht. Die Plateausteigung wird durch Mehrfachimpulse beeinflußt, die durch Kathodeneffekt

stehen und nach der Erholungszeit auftreten. Das Plateauende wird beim reinen Impfzähler durch dieselben Impulse hervorgerufen, während beim Zähler mit Edelgasanteil mit wachsender Spannung zunehmend Mehrfachimpulse in der Erholungszeit echeinen, die auf den Zerfall metastabiler Zustände zurückgeführt werden. Der Anteil dieser Impulse ist um so geringer, je höher der Edelgasanteil ist. Unter der Annahme bestimmter Werte für den Kathodeneffekt von Ionen (W) bzw. von Photonen aus metastabilen Zuständen (w) lassen sich die gemessenen Plateaukurven berechnen. (W = 2 bis 10^{-11} Elektronen/Ion, abhängig vom Mischungsverhältnis; w = $1 \cdot 10^{-6}$ Elektronen/oton).
K. H. Oertel.

633 **S. Ramakrishna.** *Gas amplification in proportional counters.* Proc. Indian Acad. (A) 51, 117-122, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Bangalore, Indian Inst. Sci., Dep. Phys.) Untersuchungen des Gasmultiplikationsfaktors werden nach der bekannten Methode von SSI und STAUB durchgeführt. Die Untersuchungen erstrecken sich auf Gasmischungen in Argon-C₂H₆- und Argon-CO₂-Gemischen verschiedener prozentualer Zusammensetzung. Der Einfluß des Fülldrucks, des Fremdgasanteils und dessen Konzentration auf den Multiplikationsfaktor wird diskutiert.
Kaul.

634 **R. D. Connor.** *The action of fast spherical ionization chambers.* Nuclear Instrum. 6, 301-308, 1960, Nr. 4. (März.) (Winnipeg, Can., Univ. Manitoba, Phys. Dep.) In die schnelle Kugel-Ionisationskammer wird die Impulshöhe in Abhängigkeit vom Anfang der Ionisation rechnerisch untersucht, wobei Fälle ausgedehnter Primärionen diskutiert werden. Falls die Ionisation nicht in unmittelbarer Nähe der Kugelkammer stattfindet, ist der entstehende Impuls weitgehend vom Ionisationsort unabhängig und die Kugelkammer der Zylinderkammer äquivalent. Es werden die Wandeinflüsse untersucht, die Effektivität der Kammer als Funktion der absorbierten Energie bestimmt und die Eigenschaften der mit H₂ gefüllten Neutronen-Ionisationskammer diskutiert. Die Halterung der Innenelektrode wird Abweichungen von den hergeleiteten Beziehungen bewirken.
K. H. Oertel.

635 **Margaret H. Alston, D. C. Cundy, W. H. Evans, R. W. Newport and P. R. Williams.** *A 10 in. diameter liquid hydrogen bubble chamber.* Phil. Mag. (8) 5, 146-153, 1960, Nr. 50. (Febr.) (Liverpool, Univ., Nucl. Phys. Res. Lab.) Schaltung und Aufbau einer 10 in. Wasserstoff-Blasenkammer werden gegeben.
Leisinger.

636 **D. C. Cundy, W. H. Evans, D. W. Hadley, P. Mason, R. W. Newport, J. R. Smith and P. R. Williams.** *Systematic track distortion in a 10 in. diameter liquid hydrogen bubble chamber.* Phil. Mag. (8) 5, 154-160, 1960, Nr. 50. (Febr.) (Liverpool, Univ., Nucl. Phys. Res. Lab.) Untersuchungen über die Abhängigkeit systematischer Spurenverzerrungen von der Lokalisation in einer 10 in. Blasenkammer, die mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist, werden dargestellt. Parameter der Untersuchungen waren Einfallszeit und Blitzverzögerung. Es zeigt sich, daß die Verzerrungen im Vergleich mit den Bögen und doppelten Streuung klein und nicht wesentlich von Null verschieden sind, wenn man die Radiographie vor der Wiederkompression und nicht am Boden oder an der Decke macht.
Leisinger.

637 **R. Langkau.** *Das Szintillationsverhalten einiger anorganischer Leuchtstoffe bei Temperatur.* Z. Naturf. 15a, 364, 1960, Nr. 4. (Apr.) (Hamburg, Phys. Staatsinst.) Untersuchungen der Abklingung der Szintillationen, die durch α -Strahlen von 4 MeV erregt werden. Der Kurvenverlauf läßt sich bei ZnS · Ag und ZnO durch Summierung von drei Exponentialkurven wiedergeben. Ungefährer Betrag der Zeitkonstanten 0,1 bzw. 0,5, 1 bis 3 μ sec. Bei CaWO₄ genügt eine e-Funktion, $\tau = 4$ bis 7 μ sec. Bei -195°C ist ZnS · Ag schneller ab als bei 20°C .
Bandow.

638 **J. J. Breido, J. A. Zirklin und L. N. Schischowa.** *Bestimmung der Energieausbeute der Lumineszenz plastischer Oszillatoren unter dem Einfluß von γ -Strahlen.* Opt. iktrosk. 7, 89-92, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Energieausbeute an γ -Lumineszenz in 2% Lösung von Terphenyl und 0,45% POPOP in Polystyrol und die Energieausbeute an Szintillationen unter der Einwirkung von durch γ -Strahlen des Cs¹³⁷ ausgelösten Elektronen wurden bestimmt.
v. Keussler.

11-639 A. J. H. Boerboom. *Numerical calculation of the potential distribution in ion slit lens systems. III.* Z. Naturf. **15a**, 252-258, 1960, Nr. 3. (März.) (Amsterdam, Netherl., Lab. Massaspectr.) Die Methoden der Berechnung von Potentialverteilungen in Spaltenlinien (Ber. Nr. 6-300 u. 10-273) werden verallgemeinert auf Linsen, die aus beliebig vielen Elektroden bestehen. Eine Einschränkung besteht darin, daß Spalten, die breiter sind als die Abstände zu benachbarten Elektroden, vom übrigen Spaltsystem durch Spalten getrennt sind, die enger als die entsprechenden Abstände sind, und daß zwei Elektroden, die einen kleineren Abstand voneinander haben als ihre Spalte breit sind, von den übrigen Elektroden Abstände haben, die größer als die Spaltbreiten sind. Für solche Spaltsysteme werden die Parameter der SCHWARZ-CHRISTOFFEL-Abbildung und die Formeln zur Berechnung der Potentialverteilung angegeben. Für zwei parallele Elektroden mit Spalten, die breiter als der Elektrodenabstand sind, wird die Potentialverteilung auf der Systemachse numerisch berechnet.

Wachsmuth.

11-640 A. J. H. Boerboom. *The potential distribution in a toroidal condenser.* Z. Naturf. **15a**, 347-350, 1960, Nr. 4. (Apr.) (Amsterdam, Netherl., Lab. Massaspectr.) Für die Massenspektrographen zur Energiefokussierung benutzten Toroidkondensatoren wird das elektrostatische Potential durch Reihenansatz und Koeffizientenvergleich ermittelt. Die beiden Elektroden sind rotationssymmetrisch, haben die Mittelebene als Symmetrieebene und können kreisförmigen, parabolischen, elliptischen oder hyperbolischen Meridianschnitt haben. Das Ergebnis wird als Reihenentwicklung in den Koordinaten um die Mittelbahn und im Elektrodenabstand am Ort der Mittelbahn dargestellt. Es ist bis zu Gliedern 6. Ordnung einschließlich durchgeführt, also drei Ordnungen weiter als von ALBRECHT (Ber. **35**, 1845, 1956), der die Methode der konformen Abbildung angewendet. Die Beziehungen zwischen den Entwicklungskoeffizienten und den in ionenoptischen Berechnungen verwendeten Parametern c und R' werden angegeben.

Wachsmuth.

11-641 A. J. H. Boerboom. *A modified ion slit lens for virtual variation of slit width.* Z. Naturf. **15a**, 350-355, 1960, Nr. 4. (Apr.) (Amsterdam, Netherl., F. O. M.-Lab. Massaspectr.) Im Auffängersystem von Massenspektrometern werden Linsensysteme, die aus vier Spalten bestehen (erste, dritte und vierte Elektrode auf Nullpotential) zur Veränderung des Auflösungsvermögens verwendet. — Es wird gezeigt, daß diese Linse durch Anlegen eines veränderlichen Potentials an die dritte Elektrode wesentlich verbessert werden kann. Dadurch kann nämlich die Vergrößerung der Linse variiert werden, während das Bild des ersten Spaltes bis auf Abweichungen dritter Ordnung stets am Ort des vierten Spaltes bleibt. — Die Ionenbahnen und die Beziehungen zwischen dem Potential der zweiten und dritten Elektrode werden aufgestellt und die Vergrößerung des Spaltsystems berechnet und graphisch dargestellt. Die Vergrößerung wird eingerichtet, daß das Bild des ersten Kollektorspaltes größer ist als der vierte Spalte, wodurch der Auffängerspalt scheinbar verkleinert wird. Die Vergrößerung und damit das Auflösungsvermögen kann in weiten Grenzen verändert werden. Die Ergebnisse der Berechnungen konnten an einem 180° -Spektrometer verifiziert werden. Die virtuelle Breite des Auffängerspaltes konnte von 1 mm bis herunter zu 0,15 mm verändert werden, ohne daß die Linienform schlechter wurde.

Wachsmuth.

11-642 Milorad Mladjenović. *Recent developments of beta spectrometers.* Nuclear Instrum. **7**, 11-21, 1960, Nr. 1. (Apr.) (Belgrade, „B. Kidrich“ Inst. Nuel. Sci.) Vf. gibt einen Überblick über die derzeitige theoretische und experimentelle Entwicklung in der Beta-Spektroskopie. Die wichtigsten Punkte für die Weiterentwicklung von Betaspektrometern werden kurz diskutiert.

Kaul.

11-643 W. Parker, M. de Croës and K. Sevier jr. *Some methods in the preparation of radioactive materials for use in beta-spectroscopy.* Nuclear Instrum. **7**, 22-36, 1960, Nr. 1. (Apr.) (Uppsala, Univ., Inst. Phys.) Bei der Bestimmung von β -Spektren im niederen Energiebereich ist die Präparation der radioaktiven Quelle einer der wichtigsten Faktoren. Ein Überblick über Methode und Technik der Herstellung solcher Quellen ist Inhalt der vorliegenden Arbeit.

Kaul.

11-644 C. Bastard et J. Lafouerière. *Pouvoir séparateur et luminosité d'un spectrographe β utilisant un champ magnétique en R^{-1} .* J. Phys. Radium **21**, 112-114, 1960.

2. (Febr.) (Lyon, Univ., Inst. Phys. Nucl.) In Fortführung der Untersuchungen über die Eigenschaften eines β -Spektrographen mit inhomogenem Magnetfeld von konstanter $r \cdot H$ wird nun die Blendenanordnung, das Auflösungsvermögen und die Lichtstärke analysiert. Während eine relativ große Lichtstärke erreicht wird, bleibt das Auflösungsvermögen durch die Dimension des Spektrographen begrenzt. Kaul.

—645 **A. Szalay and D. Berényi.** *A β -ray spectrometer of toroid-sector type.* Acta phys. Hung. **10**, 57-77, 1959, Nr. 1. (Debrecen, Acad. Sci., Nucl. Res. Inst.) Vff. beschreiben ein Toroid- β -Spektrometer, das ringförmig angeordnete Sektorfeldmagnete mit 42 Zwißnenräumen besitzt. Bei Verwendung aller Spalte erreicht man damit ein Auflösungsvermögen von $\sim 3\%$, bei einem maximalen Raumwinkel von $\sim 2,5\%$. Mit zunehmender Apparaturstärke kann die Zahl der benutzten Spalte herabgesetzt werden, womit das Auflösungsvermögen gesteigert wird, so daß bei nur einem Spalt die Auflösung $\sim 0,7\%$ tritt. Zu diesem Zweck wurden die übrigen Spalte durch eine Aluminiumplatte verdeckt. Der Magnetstrom wurde 20 12-Volt-Batterien entnommen und betrug maximal 1 A. Damit können 1,5 MeV-Elektronen fokussiert werden. Die Spulen werden ohne Wasserkühlung betrieben. Der direkte Abstand Quelle-Detektor beträgt 40 cm und der Krümmungsradius 5 cm. Durch einen Bleiblock in der Mitte des Toroids wird direkte Strahlung, insbesondere γ -Strahlen, abgeschirmt. Die Teilchen werden mit einem Anthracen-Szintillationszähler nachgewiesen (Anthracenkreistall 14 mm $\varnothing \times 1,5$ mm Höhe). Die Gesamtanordnung befindet sich in einem auf Hochvakuum gepumpten Tank. Mit den Standardquellen Cs^{137} , Au^{198} und ThB wurde das Spektrometer geeicht.

Bethge.

—646 **R. Ballini and S. M. Shafrroth.** *Detection of low energy neutrons with a NaI(Tl) crystal and time of flight.* Nuclear Instrum. **6**, 331-336, 1960, Nr. 4. (März.) (Saclay, E. N., S. R. N. B. E.) In einem konventionellen Flugzeitspektrometer wird als Neutronendetektor NaI(Tl) verwendet, wobei die Neutronen vorwiegend im Jod eingefangen werden. Der Einfang wird über die nach $\ll 10^{-9}$ sec erfolgende Emission von γ -Strahlung registriert ($E_\gamma < 3$ MeV). Der Zeitabstand zwischen dem hieraus resultierenden Anodenimpuls des SEV (RCA 68 10 A) und der Null-Zeitmarke der einfallenden Neutronen wird mit einem Zeit-Amplituden-Konverter umgesetzt und einem 99-Kanal-Analysator zugeführt. Die Anlage wurde mit Neutronen geprüft, die aus Protonen-impulsen von ca. $7 \cdot 10^{-9}$ sec Länge und $122 \cdot 10^{-9}$ sec Abstand bei variabler Energie aus einer $Li^7(p, n)$ -Reaktion stammten. Es wurden Neutronengruppen bis herab zu 30 keV abgelöst. Ein NaI(Tl)-Kristall von 10 cm Durchmesser und 5 cm Höhe bei 50 cm Flugweg ist am günstigsten. Für Energien von ca. 10 keV wird ein LiJ oder Li^6J -Kristall oder ein He^3 -Szintillator empfohlen. K. H. Oertel.

—647 **K. E. Larsson, U. Dahlborg, S. Holmyrd, K. Otnes and R. Stedman.** *The slow chopper and time-of-flight spectrometer in theory and experiment.* Ark. Fys. **16**, 199-217, 1960, Nr. 3. (20. Jan.) (Stockholm, Aktiebolaget Atomenergi, Dep. React. Phys.) Für ein slow-chopper-Neutronenlaufzeit-Spektrometer werden die Transmission, der Laufzeit-Nullpunkt, die Halbwertsbreite des Neutronenimpulses und die Zeitauflösung als Funktion der Geräte-Parameter berechnet und Dimensionierungsvorschriften angegeben. Bei dem Stockholmer Laufzeit-Spektrometer (Flugweg: 3 m; Auflösung: 4% bei 2 Å; Chopper-Radius: 4,8 cm; 10 chopper-Schlitz von 0,4 cm Dicke; Drehzahl: 12 700 Umdrehungen pro Minute; effektive Detektordicke: ca. 6,5 cm $B^{10}F_3$) werden die abgeleiteten Beziehungen gut bestätigt. Aus der Kontrolle der Transmissionskurve folgt, daß sich die gekrümmten chopper-Schlitz nach 18 monatigem Betrieb bei hohen Drehzahlen leicht gestreckt haben, so daß ein Krümmungsradius von 82 cm statt ursprünglich 5 cm angenommen werden muß. K. H. Oertel.

—648 **B. L. Cohen, H. G. Blosser, E. D. Hudson, R. S. Lord and R. S. Bender.** *The Oak Ridge relativistic isochronous cyclotron. II. Magnetic field design for the isochronous cyclotron.* Nuclear Instrum. **6**, 105-125, 1960, Nr. 2. (Jan.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Für das Magnetfeld des ORIC-Zyklotrons wurden durch Versuche und Messungen 1:9 bzw. 1:4 Modelle die wichtigsten Parameter ermittelt: 1. Sektoranzahl; 2. Spaltweite der Magnethügel (g); 3. Spaltbreite der Magnettäler; 4. Hügelbreite/Talbreite

als Funktion des Magnetfeldradius (r). Das mittlere magnetische Feld ($B(r)$) während eines Umlaufes sowie der „Flatterfaktor“ $F = (\langle B^2 \rangle - \langle B \rangle^2) / \langle B \rangle^2$ der u. a. die axiale Fokussierungsfrequenz v_z festlegt, wurden nach einer semiempirischen Methode in voraus berechnet, wobei ein trapezförmiger Tal-Hügel-Feldverlauf mit linearem Feldabfall an der Tal-Hügel-Grenze zugrunde lag ($dH/dr = H_{\max}/2g$). Die Abweichung von Rechnung und Experiment betrug bezüglich $\langle B \rangle$ und F 4%, während sie bezüglich der geometrischen Feldverteilung groß war. Um das erforderliche $\langle B \rangle$ für den Massenbereich $H^+ \dots N^{4+}$ (75 ... 100 MeV Endenergie) zu erreichen, ist für kleine Werte von r ein $\Delta\langle B \rangle$ ca. ± 600 Gauß erforderlich, das durch 7 einzeln gespeiste, pfannkuchenförmige Trimmspulen erzeugt wird. Bei einer Strahlraumhöhe von $2''$ wird für die Beschleunigungskammer eine Höhe von $4,5''$ und eine Hügelspaltbreite $g = 7,5''$ benötigt. Mit diesem Wert kann für kleine r kein Isochronismus erzielt werden, jedoch kann durch ein in Ursprungsnähe mit $1/r$ abnehmendes und weiter außen (im Isochronenbereich) mit r zunehmendes Magnetfeld erreicht werden, daß die Phasenverschiebung zum elektrischen Beschleunigungsfeld $< 90^\circ$ bleibt, wobei für ein 3-Sektorenfeld mit einfachen Mitteln bedeutend größere Sicherheit für axiale Fokussierung und gegen Radialresonanz besteht. Geplante Ausführung: 3-Sektorenfeld; Hauptfeld: 4000×640 Aw; zusätzliche Talfelder: 5000×70 Aw/Sektor; Gesamtleistung: 1750 kW. K. H. Oertel.

11-649 Hanno Brückmann. Ein Modulator für das Synchrozyklotron Bonn mit ferroelektrischer Keramik. Nuclear Instrum. 6, 169-175, 1960, Nr. 2. (Jan.) (Bonn, Univ. Inst. Strahlen- u. Kernphys.) Anstatt die Eigenfrequenz des HF-Beschleunigungskreises eines Synchrozyklotrons durch mechanisch veränderliche Kapazitäten in der Frequenz zu modulieren, wird die regelbare Abstimmkapazität durch 26 parallel und hintereinander geschaltete Ba-Sr-TiO₃-Sintermischkristalle hergestellt (0,6 mm dicke und 11 mm Durchmesser), die durch eine Steuerspannung von ca. 1000 V einen Frequenzhub von 4,3% bei ca. 11 MHz ermöglichen, wie er im Bonner 190 cm-Synchrozyklotron zur Beschleunigung von 31 MeV-Deuteronen erforderlich ist. Zur Ableitung der Verlustwärmе war als umgewälzte Kühlflüssigkeit destilliertes und getrocknetes Xylol erforderlich, das frei von mikroskopischen Verunreinigungen sein muß, weil es sonst an den Plättchenrändern durch Schmutzablagerung zu Überschlägen kommt. Als Steuerspannung können beliebig geformte Wellen mit beliebigen Widerholungsfrequenzen eingesetzt werden. K. H. Oertel.

11-650 M. M. Gordon and T. A. Welton. The Oak Ridge relativistic isochronous cyclotron. III. Analysis of ion orbits in the isochronous cyclotron. Nuclear Instrum. 6, 221 bis 233, 1960, Nr. 3. (Febr.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Zur Berechnung der radiale Stabilität von Zirkularbeschleunigern mit magnetischen Sektorfeldern werden die Bewegungsgleichungen unter dem Einfluß nichtlinearer Kräfte ausgehend von einer Gleichgewichtsbahn bei vorgegebenen Anfangsabweichungen integriert. Die Abweichungen von der Gleichgewichtsebene (x) wird mit ihrem konjugierten Impuls (p_x) in einem $p_x \times p_y$ -Diagramm dargestellt, in dem stabile Bahnen durch geschlossene Kurven während eines vollen Teilchenumlaufes gekennzeichnet sind. Es wird gezeigt, daß 3 und 4 Sektorfelder sowohl für 75 MeV-Protonen als auch 100 MeV N⁴⁺-Ionen stabile Radialschwingungen beträchtlicher Amplitude zulassen, während unterhalb 15 MeV im allgemeinen keine Stabilität besteht. Es werden Effekte erläutert, die diesen Instabilitäten am Anfang des Beschleunigungsprozesses entgegenwirken, so daß insgesamt eine stabile Beschleunigung möglich ist. Es wird eine magnetische Strahlablenkung erläutert, die am Ende des Beschleunigungsprozesses wirksam wird. Durch spezielle Formung des Magnetfeldes an den Rändern und magnetische Feldstöße werden die Radialbewegungen instabil gemacht, wobei sich zeigt, daß die notwendigerweise auftretenden Axialschwingungen beim 3-Sektorfeld mit konstanter Amplitude erfolgen, während sie beim 4-Sektorfeld zunehmen. K. H. Oertel.

11-651 R. H. Bassel and R. S. Bender. The Oak Ridge relativistic isochronous cyclotron. Addendum. Some recent results of orbit studies. Nuclear Instrum. 6, 234-237, 1960, Nr. 3. (Febr.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Es werden die Berechnungsformeln für ein azimuthal veränderliches Magnetfeld mit N-Sektoren $B(r, \Theta)$, die radiale und axiale Schwingungsfrequenz v_r und v_z , die Kopplungskonstante beider Schwingungen und der Einflußfaktor der Nichtlinearität in der Bewegungsgleichung auf die Radialschwingung

ergeben. Die numerische Integration der Bahngleichung ist sehr empfindlich gegen Veränderungen des Magnetfeldes, ohne daß bisher die Gründe bekannt sind. Das Feld des μ wird deshalb in 7200 Punkten mit 0,03% Gesamtfehler ausgemessen.

K. H. Oertel.

552 **R. Klíma.** *On the damping of phase oscillations in a weak-focusing synchrotron.* *Sh. J. Phys. (B)* **10**, 136—143, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) Es wird eine Theorie für die Phasenschwingungen eines schwach fokussierenden Synchrotrons abgeleitet für den Fall, daß sich ein sinusförmiges Hochfrequenzfeld auf dem Umfang des Beschleunigers befindet. Es wird gezeigt, daß die Form des Hochfrequenzfeldes praktisch ohne Einfluß auf die Dämpfung der Phasenschwingungen ist. Als Spezialfall ergibt sich daraus, daß jede beliebige Formänderung der Beschleunigungsschlitzte, wie sie in der Zeit z. B. von MOROZ und RABINOWITSCH (*J. tech. Fis.* **24** 269, 1959) vorgeschlagen worden ist, zwecklos ist. Sturm.

553 **J. Teichman.** *Betatron oscillations in an accelerator with a general field. I.* *Czech. phys. (B)* **10**, 144—157, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) Die Arbeit gibt eine Theorie der Gleichgewichtsbahnen in einem Beschleuniger mit allgemeinem magnetostatischem Feld, dessen Komponenten auf einer allgemeinen Rotationsfläche sind. Es werden die Bewegungsgleichungen der Teilchen unter Berücksichtigung der Energieänderung und Streukräften in natürlichen Koordinaten abgeleitet. Ebenso ein System von Gleichgewichtsbahnen in allgemeiner Form hergeleitet. Die für die Existenz von Gleichgewichtsbahnen und die Erhaltung ihrer geometrischen Ähnlichkeit sorgen für Frequenzkonstanz der Betatronschwingerungen notwendigen Bedingungen für die Feldkomponenten auf der Bezugsfläche werden aufgestellt; ebenso eine Bedingung für die Bezugsfläche, die für die Konstanz der Umlaufsfrequenz der Teilchen erforderlich ist. Es zeigt sich, daß es im relativistischen Gebiet nicht möglich ist, ein Feld anzugeben, das eine streng konstanten Frequenz der Betatronschwingerungen. Ein ultrarelativistisches Zyklotron mit diesen Eigenschaften ist jedoch realisierbar. Sturm.

554 **N. K. Abrosimov.** *On the cyclotron with curved accelerating slot.* *Sh. tech. Fis.* 726—728, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Orig. russ.) Um die Verletzung der Cyclotron-Resonanz-Bedingung infolge der relativistischen Massenzunahme zu umgehen, wurde von SHNI (Nucl. Instrum. **1**, (280), 1957) vorgeschlagen, den Beschleunigungsschlitz zwischen Dee's einer S-förmigen Linie zu verbiegen. Dieser Vorschlag wird einer genaueren Prüfung unterzogen; es zeigt sich, daß er ohne Einfluß auf die relativistische Phasenstabilität des Cyclotrons ist. Sturm.

555 **S. P. Kapitsa.** *On a principle of grouping of high-velocity electrons.* *Sh. tech. Fis.* 729—731, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Orig. russ.) Das im Klystron angewandte Prinzip der räumlichen Elektronengruppierung mit Hilfe von Laufzeitercheinungen versagt im Maße, in dem sich die Elektronengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nähert und die Laufzeit energieunabhängig wird. Es wird daher ein dem Mikrotronprinzip verwandtes Verfahren vorgeschlagen, bei dem die Elektronen einen Umlauf in einem ständigen Magnetfeld ausführen. Die Gruppierungseigenschaften einer solchen Anordnung werden mit Hilfe der Theorie der räumlichen Elektronengruppierungen diskutiert. Sturm.

556 **L. M. Kovrzhnikh and A. N. Lebedev.** *On the theory of betatronic capture.* *Sh. tech. Fis.* **29**, 732—737, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Orig. russ.) Die in Betatronbeschleunigern erreichbaren Strahlintensitäten sind durch die Zahl derjenigen Injektionselektronen bestimmt, die vom Sollkreis „eingefangen“ werden. Wie in einer Reihe von experimentellen Arbeiten gezeigt worden ist, ist dieser sog. „Betatroneinfang“ wesentlich von den in der Natur herrschenden Raumladungsverhältnissen abhängig. Die Autoren zeigen, daß die bisher üblichen Behandlungsweisen des Betatroneinfanges zur Erklärung der experimentellen Resultate nicht ausreichen und entwickeln eine Theorie des Einfangmechanismus, die eine bessere Übereinstimmung liefert. Sturm.

557 **B. S. Anastasevich.** *On the conditions of electronic bunches balance.* *Sh. tech. Fis.* 738—744, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Orig. russ.) Es werden Bedingungen hergeleitet,

unter denen die Dichte der Sekundärteilchen in Elektronenbündeln sehr viel größer ist als die Dichte der Primärelektronen. Die Stabilitätsbedingungen solcher Elektronenbündel werden hergeleitet und diskutiert. Sturm.

11-658 **K. Jaroschek** und **H. Mandel**. *Ausbildung von Ingenieturen in der Kerntechnik*. V. D. I.-Z. **101**, 337-341, 1959, Nr. 9. (21. März.) (Darmstadt; Essen.) Schön.

11-659 **M. Angelopoulos**. *Über die kritische Bedingung eines zylindrischen heterogenen Reaktors ohne Reflektor in Vielgruppentheorie*. Atomkernenergie **5**, 7-9, 1960, Nr. (Jan.) (London.) Die n -Gruppen-Diffusionsgleichungen werden für den nichtstationären Fall ohne Berücksichtigung der verzögerten Neutronen für einen endlichen Zylinderreaktor mittels der HANKEL- und der FOURIER-Integraltransformation gelöst, wobei die Randbedingungen als gemischt homogen angenommen werden. Es wird eine Bedingung hergeleitet, unter der die Lösung für $t \rightarrow \infty$ endlich bleibt. Kl. Meyer.

11-660 **W. Kattwinkel**. *Schneller und thermischer Neutronenfluß an der Oberfläche von zylindrischen Behältern als Ergebnis der in Wasser induzierten ^{17}N -Aktivität*. Atomkernenergie **5**, 9-13, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Gummersbach/Rhld., L. & C. Steinmüller GmbH, Kernenergieabt.) Es wird die Dosisleistung von Neutronen an der Oberfläche eines Behälters berechnet, der reines Wasser enthält, das als Reaktorkühlwasser benutzt wird. Für die gesamte Dosisleistung ist im wesentlichen die im Wasser induzierte γ -Aktivität verantwortlich, da die Neutronendosisleistung etwa 2-3 Größenordnung kleiner ist als die erste. Kl. Meyer.

11-661 **G. F. Kohlmayr**. *Die Greensche Funktion zum Integrodifferentialoperator der stationären Neutronentransporttheorie*. Acta phys. austr. **13**, 300-314, 1960, Nr. (Graz, T. H., Inst. theor. Phys.) Das stationäre Neutronenfeld in materiellen Medien kann durch eine lineare partielle inhomogene Integrodifferentialgleichung beschrieben werden. Handelt es sich um endliche Systeme, so kann man bei fehlender Fremdq

ein Eigenwertsproblem formulieren; in der vorliegenden Arbeit wurde als geeigneter Parameter hierzu in neutronenvermehrnden Medien die fiktive Spaltneutronenzahl verwendet. Aus der Neutronenbilanz des zeitrevertierten Transportvorgangs ergibt sich die adjungierte Transportgleichung; die GREENSchen Funktionen der Transport- und adjungierten Transportgleichung genügen einer Reziprozitätsrelation. Die durch eine Orthogonalitätsrelation verknüpften Eigenlösungenfelder der Transport- und der adjungierten Transportgleichung werden zu einer formalen Bilinearreihendarstellung der GREENSchen Funktion des Transportoperators benutzt. Die GREENSche Funktion ermöglicht eine exakte Formulierung des Kritizitätsproblems und kann als Ausgangspunkt für die Lösung von Randwertaufgaben mit inhomogenen Randbedingungen dienen. W. Kunz.

11-662 **Walter Kofink**. *Complete spherical harmonics solution of the Boltzmann equation for neutron transport in homogeneous media with cylindrical geometry*. Nuclear Sci. Eng. **6**, 475-486, 1959, Nr. 6. (Dez.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Vf. gibt die Lösung der monoenergetischen Transportgleichung für zylindersymmetrische Geometrie an für den Fall eines linear anisotropen und ein Streugesetz, in dem alle Glieder bis zur dritten Ordnung in der Entwicklung nach LEGENDRESchen Funktionen enthalten sind. Kl. Meyer.

11-663 **A. Foderaro**. *An iteration method for the specification of multigroup buckling*. Nuclear Sci. Engng **6**, 514-524, 1959, Nr. 6. (Dez.) (Warren, Mich., Gen. Motors Corp. Res. Labs.) Das beschriebene Iterationsverfahren wird auf seine Konvergenzeigenschaften untersucht, außerdem werden experimentell und theoretisch gewonnene Resultate für verschiedene Reaktorcores gegenübergestellt. Kl. Meyer.

11-664 **A. V. Campise**. *Accuracy of the S_n code in cell calculations*. Nuclear Sci. Engng **104-110**, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Canoga Park, Calif., Atom. Internat.) Es werden Untersuchungen über die Konvergenz der S_n -Methode bei der Berechnung der Elementzelle im heterogenen Reaktor durchgeführt. Ferner werden berechnete und gemessene

Bverteilungen für Natur-Uranstäbe in Diphenyl und D₂O sowie schwach angereicherte nplatten in einem Wassergitter angegeben. Kl. Meyer.

665 **E. Blue and H. P. Flatt.** *Convergence of the S_n method for thermal systems.* Nuclear Sci. Engng **7**, 127-132, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Canoga Park, Calif., North Amer. At., Inc., Atomics Internat.) Vfl. geben verschiedene Modifizierungen der S_n-Methode die die Konvergenz des Verfahrens bei Benutzung elektronischer Rechenmaschinen erheblich verbessern und daher eine Reihe von Problemen zweckmäßiger zu behandeln erlauben. Kl. Meyer.

666 **Julius Clauss und Max Ritzi.** *Die Temperaturverteilung in Kernreaktoren.* V. D. I.-Z. **101**, 825-831, 1959, Nr. 20. (11. Juli.) (Stuttgart.) Schön.

667 **C. C. Sartain and H. P. Yockey.** *Cryostat for reactor irradiation.* Rev. sci. Inm. **29**, 118-121, 1958, Nr. 2. (Febr.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Health Phys.) Zur Vermeidung von Explosions, die in Reaktorkryostaten wahrscheinlich durch Ansammlung kleiner Mengen flüssigen oder festen Sauerstoffs hervorgerufen werden, vonden Vfl. mit Erfolg einen geschlossenen N₂-Kreislauf, dessen Wärmeaustauscher flüssigem N₂ außerhalb des Reaktors liegt. Rühl.

668 **I. Butterworth, P. A. Egelstaff, H. London and F. J. Webb.** *The use of liquid oxygen for producing intense beams of cold neutrons.* Low Temperature Phys. Chem. Int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 247-250. (Harwell, Engl., Atomic Energy Est.) Beschreibung der neuen verbesserten Anlage am Reaktor DIDO in Harwell. Bei Verflüssigung im geschlossenen Kreislauf ergeben sich folgende Vorteile: Überführen von flüssigem H₂ in ein DEWAR-Gefäß im Reaktor entfällt, Reinigung des betonten H₂ praktisch nicht nötig, wodurch der Dauerbetrieb erleichtert wird. Der Aufbau Verflüssigers wird ganz allgemein einfacher. Rühl.

669 **C. B. von der Decken.** *BBC-Krupp-Hochtemperaturreaktor.* Chem.-Ing. Tech. 240-242, 1960, Nr. 3. (März.) (Düsseldorf, Arbeitsgemeinsch. BBC/Krupp.)

670 *Research reactors. I. A survey of current designs.* Nuclear Engng **5**, 99-104, Nr. 46. (März.) V. Weidemann.

671 **Thomas Jaeger.** *Sicherheitseinschluß von Leistungsreaktoren.* Atomkernenergie 5-18, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Berlin.) In dem vorliegenden Teil der Arbeit werden mögliche Schadensfälle an Reaktoren diskutiert. Kl. Meyer.

672 **Ludwig Merz.** *Regelung von Leistungsreaktoren.* V. D. I.-Z. **101**, 1117-1129, Nr. 24. (21. Aug.) (Karlsruhe.) Schön.

673 **F. R. Paulsen.** *Ceramics and cermets for nuclear fuels.* Chem. Process Engng **41**, 52, 1960, Nr. 2. (Febr.) H. Ebert.

674 **J. Barta.** *Ceramic and cermet fuel elements in power reactors. (Literature survey.)* Res. Coun. Isr. **7C**, 175-186, 1959, Nr. 4. (Dez.) (Sheffield, Univ., Dep. Refract. nol.)

675 **Erich Bagge.** *Physik und Technik der Kernreaktoren.* V. D. I.-Z. **101**, 549-557, Nr. 14. (11. Mai.) (Kiel.)

676 **Wilhelm Hanle.** *Umwandlung von Kernenergie in Wärme.* V. D. I.-Z. **101**, 746, 1959, Nr. 18. (21. Juni.) (Gießen.)

677 **René A. Strub.** *Turbomaschinen für Kernenergie-Anlagen.* V. D. I.-Z. **101**, 752, 1959, Nr. 18. (21. Juni.) (Winterthur.)

678 **Wolf Häfele.** *Reaktoren für Bestrahlungen.* V. D. I.-Z. **101**, 709-712, 1959, Nr. 14. (11. Juni.) (Karlsruhe.) Schön.

679 **Ludwig Oster.** *Spectral and angular distribution of cyclotron radiation emitted by ionizing particles.* Phys. Rev. (2) **116**, 474-480, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (New Haven, Conn., Univ., Lab. Marine Phys.) Es wird der Versuch unternommen, die Zyklotron-

strahlung stoßender Teilchen zu beschreiben. Unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit gegen die Lichtgeschwindigkeit klein und die Stoßfrequenz nicht zu hoch ist, werden einfache Ausdrücke für die Frequenz- und Winkelverteilung der Strahlung hergeleitet, die als Variable enthalten: grundlegende physikalische Eigenschaften des Plasmas wie Temperatur, Dichte und Stoßparameter. Auf astrophysikalische Anwendungen wird hingewiesen.

Schmutzter.

11-680 **Terenzio Consoli et Michel Dagai.** *Polarisation rotatoire magnétique dans les plasmas. Application à la mesure de la densité électronique.* C. R. Acad. Sci., Paris 252, 1010-1012, 1960, Nr. 6. (8. Febr.) Unter gewissen Annahmen wird die Drehung des elektrischen Vektors einer linear polarisierten Welle, die sich in einem Plasma parallel zum Magnetfeld fortpflanzt, untersucht, um die günstigsten Sondierungsfrequenzen für die Messung der Elektronendichte in einem sich in einer magnetischen Flasche entwickelnden Plasma festzustellen. Die Kollisionsfrequenz, die Ionen- und Temperatureffekte, sowie diejenigen der thermischen Bewegung werden in erster Näherung vernachlässigbar angesehen. Die Wellenlänge wird als klein im Vergleich mit der transversalen Erstreckung des Plasmas angenommen. Es werden Kurven für eine Wellenlänge von 4 mm angegeben, die die Drehungen per Meter in Abhängigkeit von N_e/V angeben. Die Methode kann zusätzlich zu transversalen Verfahren angewendet werden. Frequenzen über 1 MHz scheinen besonders interessant zu sein, weil sie in einem weit Dichtebereich verwendbar sind.

Steinacker.

11-681 **B. B. Kadomzew.** *Zur Stabilität eines Niederdruckplasmas.* Sh. exp. teor. Fiz. 37, 1646-1651, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Es wird die Stabilität eines Plasmas in torusförmigen beliebigen Systemen untersucht, in denen die Flächen konstanten Drucks eine Schar ineinander geschachtelter Torusflächen bilden, die alle Magnetfeld- und Stromlinien einschließen. Ausgehend von der Gleichgewichtsgleichung von KRUSKAL und KULSRUD wird eine lokale Bedingung für die Stabilität gegenüber kleinen Schwingungen aufgestellt. Die Ergebnisse werden auf ein Niederdruckplasma mit $8\pi p/H^2 \ll 1$ angewandt. Die Gleichgewichtsbedingung kann als Tendenz des Plasmas gedeutet werden, ein Gebiet mit minimaler „potentieller Energie“ einzunehmen, wobei der entsprechende Verlagerung der Effekt der Überkreuzung von Feldlinien entgegenwirkt. Wie im Stabilisator mit 8-förmiger Spule ist auch für eine magnetische Falle mit gewelltem Feld „potentielle Energie“ an den Kammerwänden am kleinsten, und dorthin weicht das Plasma aus. Das System mit abschirmenden Ringen nach KADOMZEW und BRAGINSKI dagegen hat minimales U innerhalb der Kammer, an den äußeren Leitern ist U groß. Vf. schlägt entsprechende Untersuchungen über die Stabilität des Plasmas vor.

Vogel.

11-682 **L. M. Kowrishnych.** *Schwingungen eines Elektron-Ion-Plasmas.* Sh. exp. teor. Fiz. 37, 1692-1696, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vf. untersucht das Schwingungsspektrum eines Elektron-Ion-Plasmas, das aus einer kleinen Anfangsabweichung von der Gleichgewichtsverteilung resultiert; ähnliche Untersuchungen hatten schon LANDAU (J. exp. theor. Phys. 16, 574, 1946) für hohe Temperaturen (MAXWELL-Verteilung) und GOODMAN (J. exp. theor. Phys. 17, 681, 1947) angestellt, dabei aber die Ionenbewegung vorausgeschlossen, was, wie Vf. zeigt, für den Charakter des resultierenden Spektrums wesentlich ist. Vf. untersucht die longitudinalen Schwingungen für beide Grenzfrequenzen, vernachlässigt, was, wie Vf. zeigt, für den Charakter des resultierenden Spektrums sehr vorausgeschlossen, was, wie Vf. zeigt, für den Charakter des resultierenden Spektrums wesentlich ist. Vf. untersucht die longitudinalen Schwingungen für beide Grenzfrequenzen, unter Benutzung der SILINSchen Dispersionsgleichung, in der die Ionenbewegung berücksichtigt wird (SILINS Ausdrücke für die Dispersion von Frequenz und Dämpfung, J. exp. theor. Phys. 23, 649, 1952, werden als fehlerhaft kritisiert). Vf. zeigt, daß ein Gebiet langer Wellen zwei in ihren Eigenschaften sehr verschiedene longitudinalen Schwingungszweige existieren: Ein optischer, für den die Ionenbewegung wenig Bedeutung hat und die relative Dämpfung verhältnismäßig klein ist, und ein akustischer Zweig, für den bei tiefen Temperaturen ebenfalls kaum eine Dämpfung vorliegt, während bei hohen Temperaturen schwach gedämpfte akustische Wellen nur bei einem hinreichend großen Verhältnis T_e/T_i möglich sind. Im kurzweligen Gebiet gibt es i. a. nur einen akustischen Zweig mit stark gedämpften Schwingungen, für den Frequenzen und Dämpfungen lediglich durch die Parameter der Ionenkomponente des Plasmas bestimmt werden.

Vogel.

683 J. A. Tarassow. *Stabilität einer ebenen Poiseuille-Strömung eines Plasmas mit licher Leitfähigkeit im Magnetfeld.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1708—1713, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Bewegungen eines leitenden inkompressiblen Plasmas im Magnetfeld den durch die Gleichungen der magnetischen Hydrodynamik beschrieben, aus denen Gleichungssystem für die Störungen abgeleitet wird. Für eine POISEUILLE-Strömung bei idealer Leitfähigkeit hatte sich eine kritische ALFVÉN-Zahl 0,1 ergeben, gleichen kritischen Wert hatte für eine schlecht leitende Flüssigkeit die Kombination $q = KA^2R_m$ (A : ALFVÉN-Zahl, R_m magnetische REYNOLDS-Zahl). Vf. untersucht den Bereich $R_m \lesssim 1$, der das Gebiet hoher Geschwindigkeiten und Temperaturen der Größenordnung 10000°K umfaßt. Es werden Scharen neutraler Kurven für verschiedene Werte von R_m abgeleitet. Mit wachsendem Scharparameter A ziehen sich Kurven immer enger und bei einem kritischen A_{kr} auf einen Punkt zusammen: Dann ist es kein instabiles Gebiet mehr. Bei $R_m = 1$ liegt A_{kr}^2 zwischen 0,12 und 0,13 (etwa eine Größenordnung höher als bei idealer Leitfähigkeit). Die Abhängigkeit A_{kr} (R_m) zeigt eine hyperbelähnliche Form mit sehr schneller Änderung um $R_m = 0$ und sehr kleiner Verzerrung oberhalb von $R_m \approx 3—4$ bis $R_m = \infty$ (von $A_{kr} \sim 0,17$ auf 0,1). Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 10^5 cm/s und einer Dichte von 10^{-3} g/cm^3 ist das stabilisierende Feld bei idealer Leitfähigkeit 1100 G, bei $R_m = 3$ dagegen 1850 G. Die Entwicklung und Dämpfung von Störungen ist recht ähnlich dem Mechanismus in der klassischen Hydrodynamik. **Vogel.**

684 A. W. Gurjewitsch. *Einige Eigentümlichkeiten der ohmschen Aufheizung des Elektronengases in einem Plasma.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 116—121, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Wie Vf. früher zeigte (J. exp. theor. Phys. **35**, 392, 1958), resultieren gewisse Eigentümlichkeiten im Verhalten der Elektronentemperatur in einem stark ionisierten Plasma daraus, daß die Stoßzahl zwischen Elektronen und Ionen mit wachsender Elektronengeschwindigkeit rasch absinkt; im konstanten elektrischen Feld kann daher die Elektronentemperatur nur bei Feldern unterhalb eines kritischen E_{elast} stationär sein, während sie oberhalb mit der Zeit anwächst. Diese Effekte waren unter der Annahme möglich elastischer Elektronenstöße behandelt worden; hier werden auch unelastische Prozesse für ein unbegrenztes Plasma in einem Atomgas im homogenen konstanten elektrischen Feld herangezogen. Auch dann existiert ein kritisches Feld $E_k \approx 2,8 \cdot N_i v_i / V \epsilon_i / m$. $\ln(\epsilon_i D / e^2)^{1/2} \approx 7,0 \cdot 10^{-15} N_{no} \sqrt{q_i(1-q_i)} (1 + 1/45 \ln k T_i / 2)$ (ϵ_i Ionisationsenergie, D DEBYE-Radius, v_i (ϵ_i / k) Ionisierungsfrequenz bei $T_e = \epsilon_i / k$, $q_i = N_{no}$ Ionisierungsgrad des Plasmas, T_i IonenTemperatur in eV, $N_{no} = 3,52 \cdot 10^{16} p_0$ amtdichte). Unterhalb von E_k ist die Elektronentemperatur stabil, oberhalb nicht. Die Ergebnisse, besonders die theoretische Abhängigkeit des kritischen Feldes vom Ionisierungsgrad werden mit den Messungen von COOR u. a. und BERNSTEIN u. a. (Phys. **1**, 411, 430, 1958) verglichen. Es kann eine Erklärung für die beiden Aufheizungsgebiete, die in diesen Arbeiten beobachtet werden, gegeben werden; die quantitative Übereinstimmung ist gut. **Vogel.**

685 K. N. Stepanow. *Zyklotron-Absorption elektromagnetischer Wellen in einem Plasma.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 265—267, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) In einem magnetotropiven Plasma werden elektromagnetische Wellen mit Frequenzen ω nahe $m\omega_H^e$ ($m = 1, 2, \dots$; ω_H^e Gyrofrequenz des Elektrons bzw. des Ions) stark absorbiert infolge der thermischen Bewegung von Elektronen und Ionen. Die Absorption ist besonders stark im Fall der „Doppelresonanz“, wenn außer ω_H^e $m = 2, 3, \dots$ noch $m\omega_H^e \approx \omega_+$; ω_+ ist die Lösung der Gleichung $1 - u_e - v_e + u_e v_e \cos^2 \Theta = 0$, $u_e = (\omega_H^e / \Omega_e)^2$, $v_e = \omega^2$, Ω_e LANGMUIR-Frequenz der Elektronen, Θ Winkel zwischen Wellennormale und Magnetfeld. Bei $\omega \approx \omega_+$ wird der Brechungsindex n_2 für die außerordentliche Welle sehr groß, so daß eine Plasmawelle auftreten kann. Bei $\omega \approx m\omega_H^e \approx \omega_+$ mit $m = 3, 4, \dots$ werden Ausdrücke für die komplexen Brechungsindizes dieser Wellen aus der Dispersionsgleichung aufgestellt. Ähnliche Betrachtungen beziehen sich auf die Brechungsindizes für ordentliche und außerordentliche Welle bei Ionen-Zyklotronresonanz. Die ordentliche Welle ist i. a. stark, die außerordentliche schwach gedämpft. Wellen mit einer Frequenz $\omega \approx \omega_H^e$ werden auch durch Energieabsorption im Elektronengas gedämpft (LANDAU'sche Dämpfung); auch für diesen Fall werden Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten aufgestellt. **Vogel.**

11-686 **W. Braunbek.** *Ergebnisse der Antinukleonen-Forschung.* Phys. Bl. **16**, 267 bis 275, 1960, Nr. 5. (Mai.) (Tübingen.) Beggerow.

11-687 **T. Tietz.** *The pair production cross section for high photon energies for the Thomas-Fermi and Hartree atom.* Acta phys. hung. **11**, 47–51, 1960, Nr. 1. (Lodz, Pol., Univ. Dep. Theor. Phys.) Der totale Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung im Feld eines Atoms der Atomzahl Z wird unter Benutzung der THOMAS-FERMI-Funktion $f(x)$ und der HARTREE-Funktion $Z\varphi/Z$ abgeleitet. Das numerische Ergebnis stimmt exakt überein mit den von BETHE und FRASER berechneten. Leisinger.

11-688 **W. L. Ljuboschitz.** *Polarisationserscheinungen beim Strahlungsstoß zweier Elektronen.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1727–1740, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Es wird erstmals eine Behandlung der Polarisationseffekte beim strahlenden Elektronenstoß versucht. Die Polarisationsparameter werden für den ultrarelativistischen und den nichtrelativistischen Grenzfall berechnet. Zur Beschreibung der Polarisation beim Stoß von DIRAC-Teilchen beliebiger Energie wird der Formalismus der zweireihigen Matrizen herangezogen, was die schwierigen Rechnungen wesentlich vereinfacht, weil man sich die Anwendung von Projektionsoperatoren spart. Ein Anhang bringt die konkreten Ausdrücke für die Streumatrixelemente unter Benutzung zweireihiger Matrizen; bei den konkreten Rechnungen wird die Polarisation der Targetelektronen berücksichtigt. Die Ergebnisse lassen sich i. a. auf den strahlenden Stoß von Elektron und Positron übertragen, doch sind hier die Polarisationseffekte im nichtrelativistischen Grenzfall von der Größenordnung $|\mathfrak{p}|^2$, also zu vernachlässigen. Vogel.

11-689 **W. A. Tumanjan.** *Zur direkten Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren durch Elektronen.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 264–165, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. setzt früher Untersuchungen über „scheinbare Dreizacke“ (Ber. Nr. 5–730) fort, deren Anzahl sich inzwischen auf 54 erhöht hat. Die Energie der Elektronenpaare aus der Photonenkomponente wurde aus Messungen der relativen Vielfachstreuung bestimmt, bzw. in isolierten Elektron-Photon-Schauern für die primären Paare aus der longitudinalen Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade. Auf einer Gesamtlänge der Elektronenspur von 107,5 Strahlungseinheiten wurden 54 scheinbare Dreizacke registriert (mittlere Elektronenenergie 20 GeV). Die wirkliche Anzahl der Dreizacke nach der Monte Carlo-Methode war 19,6. Ergebnisse des Vf. und anderer Messungen über die mittlere freie Weglänge in Abhängigkeit von der Elektronenenergie zeigen, daß zwischen 1 und 100 GeV gute Übereinstimmung mit der Theorie von MUROTA u. a. (Ber. **37**, 1762, 1958) besteht. Eine gewisse Diskrepanz zwischen 0,1 und 1 GeV scheint auf einer ungerechtfertigten Extrapolation der Korrekturen von KAPLON und KOSHIBA (Ber. **35**, 989, 1956) für die Anzahl falscher Dreizacke in diesem Energiegebiet zu beruhen (Anzahl echter Dreizacke überschätzt). Die Ergebnisse über den Querschnitt der unmittelbaren Elektronenpaarerzeugung durch Elektronen stimmen also bis zu Primärenergien von 100 GeV gut mit der Quantenelektrodynamik überein. Vogel.

11-690 **Shoichi Hori.** *On the spin of the Σ -hyperon.* Nuclear Phys. **15**, 56–59, 1960 Nr. 1. (Febr.) (Copenhagen, Inst. Teor. Fys.) Der große, beim Zerfall der Σ^+ -Hyperon beobachtete Asymmetriefaktor weist auf einen Spin J von $1/2$ oder $3/2$ hin, wenn man eine Ungleichung von LEE und YANG: $|\langle \xi \rangle| \leq 1/(2J+2)$ benutzt, wo $\xi = \cos \Theta$ und Θ der Winkel zwischen der Normalen auf die Ebene der Entstehung und der Richtung des relativen Impulses der beiden Zerfallprodukte ist. Für die beobachtete Verteilung $g(\xi) = \sum_m p(m) \cdot w_m(\xi)$, wo $p(m)$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, das Hyperon in einem Zustand m zu finden, und $w_m(\xi)$ ist die Verteilungsfunktion für das Hyperon in einem reinen Zustand m . $w_m(\xi)$ wurde vom Vf. berechnet. Die berechneten Verteilungsfunktionen $w(\xi)$ ergeben im Falle, daß $p(3/2) - p(-3/2) = 1$, $p(1/2) \dots p(-1/2)$ und $\lambda = 1$ (λ ist ein Parameter, der von der genauen Struktur der Zerfallswechselwirkung abhängt), für $J = 1/2$ eine Gerade, für $J = 3/2$ eine Kurve, die für $\xi = -1$ und für $\xi = +1$ verschwindet. Durch Messung der Verteilungskurven kann daher der Spin des Σ -Hyperons bestimmt werden. E. Sauter.

11-691 **Che Zso-sju.** *Formfaktor und Wahrscheinlichkeit des Leptonenzerfalls für die Λ -Teilchen.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1825–1827, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die bisherig

perimentellen Daten über den β - und μ -Zerfall der Λ -Hyperonen weichen wesentlich den Werten nach der elementaren Theorie der universellen V-A-Wechselwirkung ein punktförmiges Λ -Teilchen ab (Zerfallswahrscheinlichkeiten um eine Größenordnung kleiner als theoretisch). Vf. versucht den Einfluß der Formfaktoren, die auf starke Wechselwirkungen beruhen, auf die Zerfallswahrscheinlichkeit abzuschätzen. Die Ergebnisse führen zu dem Schluß, daß zwar die Meßdaten für die Theorie ungünstig eingespielt sind, daß aber zunächst noch kein direkter Widerspruch vorliegt, weil bisher das ausreichende statistische Meßmaterial fehlt. Da Vorzeichen und Größenordnungen der Formfaktoren noch unbekannt sind, läßt sich über ihren Einfluß auf die Zerfallswahrscheinlichkeiten nicht viel sagen. Mit plausiblen Annahmen über die Koeffizienten ergibt sich für die Wahrscheinlichkeiten des β - und μ -Zerfalls $W_\mu \approx 1/6 W_e = 0,8 \cdot 10^{-6}$. Das Verhältnis $1/6$ steht nicht direkt im Widerspruch zur Beobachtung (bisher wurden erst in Fällen eines β -Zerfalls und kein Fall eines μ -Zerfalls des Λ -Teilchens beobachtet). „vollständiger“ Versuch zur Bestimmung der Formfaktoren müßte Messungen des Energiespektrums, der Winkelkorrelationen, des Wu-Effekts usw. enthalten. Alle dazu verwendigen Formeln hat Vf. aufgestellt.

Vogel.

692 **Sjang Din-chang.** Bildungsquerschnitt von Ω^- -Teilchen in den Reaktionen $p + p \rightarrow \Omega^- + 3K$ bei 8 GeV und $p + \bar{p} \rightarrow \Omega^- + \bar{\Omega}^-$ bei 4 GeV . Sh. exp. teor. Fis. 38, 290, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Nach der Systematik von GELL-MANN gibt es ein Ω^- -Hyperon mit der strangeness -3 und dem Isospin 0 (Rep. Conf. Elem. Part. Pisa 1955). Es nimmt für dieses Teilchen eine Masse an, die zwischen $M_{\Xi} + M_\pi$ und $M_{\Xi} + M_K$, zwischen $1,58$ und $1,93 \text{ M}_N$ liegt und schätzt im Rahmen der statistischen Theorie den Bildungsquerschnitt dieses Teilchens bei 8 GeV - π^- -p-Stößen und 4 GeV - \bar{p} -Stößen ab. Nach der statistischen Theorie der Vielfacherzeugung ist die Erzeugungswahrscheinlichkeit für n -Teilchen im Endzustand $S_n = [V/(2\pi)^3]^{n-1} f_{ts} W$ (V Volumen, in dem die Erzeugung stattfindet, f_{ts} statistisches Gewicht mit Berücksichtigung von Spin und Isospin im Endzustand, W Phasenvolumen bei der Zentralenergie E_0 im Schwerpunktssystem). Nach BARASCHENKOW wird für V angenommen, daß die Pionen und Baryonen im Volumen V_π , die K-Mesonen in dem um einen Faktor $0,0232$ kleineren Volumen V_K erzeugt werden. Dann ergeben sich folgende Verhältnisse zwischen den Reaktionsquerschnitten für π^- -Mesonen bei 8 GeV : $(\pi^- + p \rightarrow \Omega^- + 3K) / (\pi^- + p \rightarrow 2K + \bar{K} + \Sigma) = 3,3 \cdot 10^{-2}$; $(\pi^- + p \rightarrow \Omega^- + 3K) / (\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}) = 4,3 \cdot 10^{-3}$; $(\pi^- + p \rightarrow \Omega^- + 3K) / (\pi^- + p \rightarrow \pi^- + N) = 0,86 \cdot 10^{-4}$; für Antiprotonen mit 4 GeV : $(p + \bar{p} \rightarrow \Omega^- + \bar{\Omega}^-) / (p + \bar{p} \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}) = 0,43$; dabei werden nichtstrahlende Teilchen im Endzustand angenommen. Die erste der genannten Beziehungen ist am zuverlässigsten, weil sie nicht von V abhängt. Unter Benutzung der Querschnitte für die bekannten Reaktionen ergibt sich für die π^- -Reaktion ein Querschnitt von $0,5 \mu\text{barn}$ bei 8 GeV ; bei diesem Querschnitt reicht das bisher vorhandene statistische Material aus Beschleunigungsanlagen noch nicht zur Beobachtung eines Ω^- -Teilchens aus. Am aussichtsreichsten in dieser Hinsicht sind Nukleon-Antinukleonen-Stöße.

Vogel.

693 **W. M. Maximenko.** Zum Problem der peripheren Stöße energiereicher Nukleonen. Sh. exp. teor. Fis. 38, 306-307, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Im Modell der Wechselwirkung zweier Nukleonen bei großen Stoßparametern durch Austausch eines Pions mit Anregung eines oder zweier Nukleonen zum Isobar, das später zerfällt, nach TAMM (Trans. Konf. Phys. hoher Energien, Kiew 1959) ist, wie Vf. feststellt, außer der Anregung des üblichen Isobars ($3/2, 3/2$), als X bezeichnet, eine Wechselwirkung mit dem Isobar Y mit Spin $1/2$ möglich, zu deuten als Anregung eines zweiten isobaren Nukleonzustandes Y . Y hat folgende Zerfallsmöglichkeiten mit Wahrscheinlichkeiten, abgeschätzt nach statistischen Gewichten für eine Masse des Y von $1,64 \text{ M}_{\text{nukl}}$, den Isospin $1/2$ und die Abmessungen von $(h/\mu c)$: $Y \rightarrow N + \pi (\omega_1 = 0,324)$; $Y \rightarrow + + \pi (\omega_2 = 0,418)$; $Y \rightarrow - - 2\pi (\omega_3 = 1 - \omega_1 - \omega_2 = 0,258)$. Bei peripheren Wechselwirkungen dieser Art unterscheiden sich die Bewegungsrichtungen der Isobare und ihrer Zerfallsprodukte im Schwerpunktssystem nur wenig von denen der Nukleonen vor der Wechselwirkung. Für eine mit einem im Schwerpunktssystem nach hinten fliegenden Proton (Kriterium des gleichen Protons im Laborsystem) werden aus der Isotopieinvarianz und den CLEBSCH-DANSCHEN Koeffizienten die Wahrscheinlichkeiten W_{mn} für die Beobachtungen von

Sternen bestimmt, in denen im Schwerpunktssystem m bzw. n geladene Teilchen nach vorn bzw. nach hinten fliegen (für pp- und pn-Stöße). Entsprechend einem strengeren Kriterium werden diese Werte auch für Sterne mit mindestens einem schnellen und einem langsamem Proton berechnet und mit Meßergebnissen von DRJOMIN und TSCHERNAWSKI (Mater. Konf. Phys. hoher Energien, Kiew 1959) verglichen. Die Übereinstimmung ist i. a. befriedigend.

Vogel

11-694 M. Melkanoff, D. J. Prowse and D. H. Stork. *Optical model potential for K-mesons.* Phys. Rev. Letters 4, 183-185, 1960, Nr. 4. (15. Febr.) (Los Angeles, Calif. Univ.) Angabe experimenteller und theoretischer Kurven und Diskussion im Zusammenhang mit dem Potential des K-Mesons im Rahmen des optischen Modells.

Schmutzter.

11-695 D. J. Prowse. *Strangeness of the cascade hyperon, Ξ^- .* Phys. Rev. Letters 4, 188-190, 1960, Nr. 4. (15. Febr.) (Los Angeles, Calif., Dep. Phys.) Im Rahmen des Strangeness-Schemas von GELL-MANN und NISHIJIMA wurde schon lange für das Ξ^- Hyperon eine Strangeness vom Werte -2 angenommen. Experimentelle Hinweise kommen sowohl von Ultrastrahlungseignissen, als auch neuerdings von Ereignissen, die durch einfallende K-Mesonen in der Berkeley-Propan-Blasenkammer und in Emulsionen erzeugt werden. Bei einer systematischen Untersuchung eines Emulsions-Stacks, der hinter der Blasenkammer von ALVAREZ mit Wasserstofffüllung dem K-Mesonenstrahl von 1,15 BeV/c in Berkeley ausgesetzt war, konnte ein Ereignis gefunden werden, das die Bedingungen für ein Ξ^- -Hyperon erfüllt und dem die Strangeness -2 zuzuordnen ist.

Allkofter.

11-696 L. B. Okun und J. P. Schabalin. *Zum K_{e4} -Zerfall.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1775 bis 1780, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei dem experimentell bisher noch nicht beobachteten K_{e4} -Zerfall des K-Mesons $K \rightarrow e + \nu + 2\pi$ werden im Gegensatz zum bekannten K_e -Zerfall nicht ein, sondern zwei Pionen emittiert. Abschätzungen von ONEDA (Ber. 37, 652, 1958) auf Grund eines Vergleichs der Phasenvolumina und Matrixelemente für die beiden Zerfälle ergeben für K_{e4} eine erheblich kleinere Wahrscheinlichkeit als für K_e . Vff. weisen darauf hin, daß der K_{e4} -Zerfall eine Prüfung einiger Folgerungen aus dem Modell von SAKATA (Ber. 37, 595, 1958) für stark wechselwirkende Teilchen ermöglicht. In diesem Modell bestehen alle stark wechselwirkenden Teilchen aus Protonen, Neutronen, Λ -Hyperonen und ihren Antiteilchen. Nimmt man in diesem Modell an, daß die Leptonenzerfälle der strange particles auf der Wechselwirkung $(\bar{p}\Lambda)(\bar{\nu}\nu) + (\bar{\Lambda}p)(\bar{\nu}\nu)$ beruhen, so ergibt sich für diese Zerfallsakte die Auswahlregel $\Delta Q = \Delta S = \pm 1$, $\Delta T = 1/2$, wobei Q, S und T Ladung, strangeness und Isospin der stark wechselwirkenden Teilchen sind. Vff. berechnen nun auf Grund der universellen FERMI-Wechselwirkung die Wahrscheinlichkeit für einen K_{e4} -Zerfall und verfolgen die Konsequenzen aus den obigen Auswahlregeln. Das Verhältnis der gefundenen Wahrscheinlichkeit zu der des K_{e3} -Zerfalls, ebenfalls bestimmt nach der Theorie der universellen FERMI-Wechselwirkung, beträgt $1,27 \cdot 10^{-4}$, $1,02 \cdot 10^{-5}$ bzw. $0,28 \cdot 10^{-5}$, je nachdem, ob in die Bindungskonstante die Masse des Pions, des K-Mesons oder des Nukleons eingeht. Es werden die Isotopiebeziehungen zwischen den fünf mit der Ladungserhaltung verträglichen Formen des K_{e4} -Zerfalls aufgestellt. Wegen der geringen Wahrscheinlichkeit für K_{e4} scheint die einzige heute schon prüfbare Folgerung der Theorie das Fehlen des Zerfalls $K^+ \rightarrow 2\pi + e^- + \nu$ zu sein, der in Emulsionen wie ein anomaler τ -Zerfall aussehen müßte.

Vogel.

11-697 D. F. Serezki und W. M. Nowikow. *Zur Depolarisation der Myonen in μ -Mesoatomen mit deformierten Kernen.* Sh. exp. teor. Fis. 37, 1824-1825, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei der Bremsung und beim Einfang in höhere Niveaus von Mesoatomen werden polarisierte Myonen kaum depolarisiert, nach dem Kaskadenübergang in den 1 Zustand erweisen sie sich als stark depolarisiert. Man erklärt das durch Spin-Bahn-Wechselwirkung des Myons. In Mesoatomen mit deformierten Kernen muß aber eine zusätzliche Depolarisation infolge Wechselwirkung des Myons mit der Kerndeformation zu beobachten sein. Vff. untersuchen diesen Effekt theoretisch für gg-Kerne. Der HAMILTON-Operator des Systems Myon-Kern wird in einen COULOMB-Anteil, die Rotationsenergie des Kerns und die Quadrupolwechselwirkung zwischen beiden Teilchen zerlegt.

gt; der Quadrupolanteil ändert die Eigenfunktionen erheblich, besonders für $2p$ -zustände. Ferner wird die Wahrscheinlichkeit dafür berücksichtigt, daß der Kern beim π -Kaskadenübergang des Myons in den 1 s-Zustand mit einem angeregten ersten Rotationszustand übrig bleibt, dessen Lebensdauer von etwa 10^{-9} s zur Spinumorientierung des Myons im 1 s-Zustand infolge von dessen Hyperfeinstrukturaufspaltung ausreicht. Die entsprechenden Depolarisierungswahrscheinlichkeiten werden für die Kerne Gd^{158} , Ti^{184} , Th^{232} und U^{238} numerisch angegeben. Am wesentlichsten für die Depolarisation ist die Wechselwirkung des Myons mit der Quadrupoldeformation des Kerns.

Vogel.

—698 **N. F. Nellipu** und **W. A. Zarew**. *Inverse Dispersionsbeziehungen für die Photoerzeugung von Pionen an Nukleonen*. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 259-260, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Wenn der Imaginärteil der Amplitude eines Prozesses größer wird als der Realteil, werden nach BLANK und SCHIRKOW (J. exp. theor. Phys. **33**, 1251, 1957) die üblichen („direkten“) Dispersionsbeziehungen ungünstig (sie enthalten ein kleines Integral über eine große, meist das Zeichen wechselnde Größe). Es wurden „inverse“ Dispersionsbeziehungen vorgeschlagen, die den Imaginärteil der Amplitude des Prozesses mit einem Integral vom CAUCHY-Typ über den Realteil verknüpfen. Vlf. leiten inverse Dispersionsbeziehungen für die Photoerzeugung von Pionen an Nukleonen ab, für die direkte Beziehungen bereits bekannt sind. Sie benutzen dabei die Ergebnisse und Bezeichnungen von LOGUNOW u. a. (Ber. **38**, 1684, 1959). Nach der Methode von BLANK und SCHIRKOW untersuchen sie den Fall, daß das nichtphysische Gebiet an das Kontinuum ansetzt. Die inversen Dispersionsbeziehungen in der Schreibweise des Schwerpunktssystems und des Laborsystems werden in zwei Formen gewonnen (mit und ohne Imaginärteil der Amplitude im Integranden).

Vogel.

—699 **G. Höhler**. *Zerfallseigenschaften der K-Mesonen und Hyperonen*. Phys. Bl. **16**, 6-277, 1960, Nr. 5. (Mai.) (München.) Beggerow.

—700 **G. K. Manacher** und **L. Wolfenstein**. *Contribution of nucleon currents to radiative muon capture by a proton*. Phys. Rev. (2) **116**, 782-784, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Pittsburgh, Penn., Carnegie Inst. Technol.) Vlf. berechnen die Observablen für den Prozeß $\mu + p \rightarrow n + \nu + \gamma$ für eine allgemeine (pn $\nu\gamma$)-Wechselwirkung. Die anomalen magnetischen Momente der Nukleonen werden dabei durch Einführung eines einfachen AULI-Terms behandelt. Alle anderen virtuellen Pion-Effekte werden weggelassen.

Schmutzler.

—701 **N. Cabibbo** und **R. Gatto**. *Structure of weak interactions and unwanted processes*. Phys. Rev. (2) **116**, 1334-1338, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Roma, It., Univ., Ist. Fis., Qua Perfez. Fis. Nucl.) Vlf. diskutieren die verbotenen Reaktionen ($\mu \rightarrow e + \gamma$; $\rightarrow e + e + e$; $\mu + N \rightarrow e + N$; $\mu \rightarrow e + \gamma + \gamma$ usw.), die von einer möglichen nicht-skalaren Struktur der schwachen Wechselwirkungen herrühren können. Mit Hilfe einer nonischen Transformation wird gezeigt, daß die dominierenden Terme der Struktur einer Entwicklung nach Gliedern der inversen gemittelten mittelschweren Masse zu einer der verbotenen Reaktionen etwas beitragen. Die Theorie wird auf den Prozeß der Umwandlung eines gebundenen negativen Muons in ein Elektron angewandt, der als direkte Folge der Gegenwart einer Struktur auftreten würde. Jörchel.

—702 **Toichiro Kinoshita**. *Radiative corrections to $\pi-e$ -decay*. Phys. Rev. Letters **2**, 7-480, 1959, Nr. 11. (1. Juni.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Lab. Nucl. Stud.) Der bekannte Ausdruck für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für den $\pi-e$ - und μ -Zerfall ist in Übereinstimmung mit der Hypothese der universellen V-A-Wechselwirkung der FERMI-Kopplungen. Durch neuere Experimente wird diese Annahme stark bestätigt. Die neuen Messungen sind genau genug, um eine Rechnung über den Effekt der Strahlungskorrektur zu rechtfertigen. Dieses Problem wurde neuerdings von ERMAN untersucht, der überraschend große Korrekturen beim $\pi-e$ -Zerfall gefunden hat. Es wird in dieser Arbeit versucht, den Grund dafür einzusehen, warum die Strahlungskorrekturen so groß sind. Ferner wird dem Problem nachgegangen, ob der Pionenfall mit dem neuerdings vermuteten „Theorem“ übereinstimmt, das behauptet, daß die Strahlungskorrekturen zur gesamten Wahrscheinlichkeit eines Zerfallsprozesses

innerhalb der Grenzen, wo die Masse des sekundären Elektrons als beliebig klein angenommen wird, eingeschränkt sind, obwohl Korrekturen an den partiellen Wahrscheinlichkeiten bei solchen Grenzen divergent sein können. Man erhält eine Strahlungskorrektur, dessen numerischer Wert, wenn alle Zerfallselektronen gezählt werden, $-3,9\%$ beträgt.

Allkofer.

11-703 L. B. Jegorow, A. J. Ignatenko und D. Tschultem. Einfluß der Hyperfeinstruktur auf die Polarisation der μ -Mesonen in Mesoatomen. Sh. exp. teor. Fis. 37, 1517 bis 1523, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Nach der Methode der Szintillationszähler messen Vff. die Winkelverteilungen der Elektronen aus dem μ -Mesonenzerfall in den Mesoatomen Aluminium, Phosphor und Kohlenstoff. Sie zeigen, daß die Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung eine Verminderung der Polarisation der μ -Mesonen bedingt. Die Meßergebnisse widersprechen nicht theoretischen Überlegungen, bei denen eine Depolarisation nur in der K-Schale des Mesoatoms angenommen wird. Ein Vergleich der Meßergebnisse für Phosphor mit früher für flüssigen Wasserstoff gewonnenen zeigt, daß die beobachtete vollständige Depolarisation der μ -Mesonen in Wasserstoff nicht allein durch Feinstruktur- und Hyperfeinstruktur-Wechselwirkung erklärt werden kann. Es muß noch ein zusätzlicher Mechanismus hinzugezogen werden (etwa das „Überspringen“ des Myons von einem Proton zum anderen mit gleichzeitigem Übergang in einen tieferen Hyperfeinstrukturzustand). Unter der Annahme, daß in Metall-Mesoatomen kein Einfluß der Elektronenhülle auf die Depolarisation der Myonen vorliegt, lassen die Ergebnisse der Theorien von DSHRBASCHJAN, SCHMUSCHKEWITSCH und ÜBERALL (Ber. 38 1478, 1880, 1959; Carnegie Inst. of Technol. 1959) alle experimentellen Daten über die Depolarisation von Myonen in verschiedenen Elementen verstehen. Es wird bestätigt, daß es in Mesoatomen eine Fein- und Hyperfeinstruktur gibt, was wieder auf die Ähnlichkeit der elektromagnetischen Eigenschaften von μ -Meson und Elektron hindeutet. Die in den Messungen am Phosphor beobachtete Abnahme der Präzessionsfrequenz des Spins des Phosphor-Mesokerns um den Faktor 2 gegenüber der Präzessionsfrequenz des Spins eines freien Myons deutet direkt an, daß das μ -Meson den Spin 1/2 hat.

Vogel.

11-704 A. S. Beloussow, S. W. Russakow, J. I. Tamm und P. A. Cerenkov. Suche nach Teilchen mit Massen von 6—25 Elektronenmassen. Sh. exp. teor. Fis. 37, 1613—1618, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vff. weisen darauf hin, daß die elektromagnetische Theorie kein Verbot der Existenz von Teilchen mit Massen zwischen Elektron und Myon kennt; ihr Bildungsquerschnitt im Verhältnis zu dem eines Elektronenpaares ist umgekehrt proportional dem Quadrat des Massenverhältnisses. Diese Frage nach „schweren Elektronen“ wurde im Zusammenhang mit der anomalen Streuung der β -Teilchen in der Umgebung radioaktiver Quellen, später auch im Zusammenhang mit durchdringenden Teilchen in ausgedehnten Luftschaubern diskutiert. Andererseits widerspricht die Existenz solcher Teilchen dem bestätigten Bild der Entwicklung kosmischer Schauer nach der Kaskadentheorie. Vff. beschreiben Experimente, die klären sollen, ob γ -Quanten imstande sind, Teilchen mit Massen von 6—25 m_e mit Querschnitten entsprechend der elektromagnetischen Paarbildungstheorie zu erzeugen. Dazu wurde mit Hilfe schneller Koinzidenzschaltungen die Zeit gemessen, die ein Teilchen mit gegebenem Impuls zum Durchfliegen des Abstandes zwischen zwei Szintillationszählern braucht. Die Teilchen wurden in einem Bleitarget erzeugt, das einem Bremsstrahlungsbündel aus einem Synchrotron ausgesetzt war. Die theoretischen und experimentellen Zählgeschwindigkeiten der Koinzidenzen wurden für Parameter der Apparatur verglichen, die der Registrierung von Teilchen mit der erwarteten Masse entsprachen. Bei jeder Versuchsreihe wurde auch das Verhältnis der Zählraten für Elektronen und Hintergrund gemessen. Die Ergebnisse zeigen, daß unter dem Einfluß von γ -Quanten keine Teilchen mit der Ladung 1, dem Spin 1/2 und Massen zwischen 6 und 25 m_e mit Querschnitten entsprechend der elektromagnetischen Theorie erzeugt werden.

Vogel.

11-705 W. B. Beljajew, S. S. Gerstein, B. N. Sacharjew und S. P. Lomnew. μ -Mesoatomarkularprozesse im Wasserstoff. Sh. exp. teor. Fis. 37, 1652—1662, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Wasserstoff-Mesoatome haben die Eigentümlichkeit der Neutralität: Außerhal-

Der Bohrschen Radius für das Meson ($2,57 \cdot 10^{-11}$ cm) wird die Kernladung fast vollständig durch das Meson abgeschirmt; darauf beruhen einige Prozesse der Molekülladung mit μ^- -Mesonen in Wasserstoff wie der Austausch von Myonen zwischen verschiedenen Kernen (Umladung) die Bildung von Mesowasserstoff-Molekülen usw. entsprechend der von FRANK, SELDOWITSCH und SACHAROW vorausgesagten Katalyse der Reaktionen im Wasserstoff. Diese Prozesse sind ferner sehr wesentlich zur experimentellen Bestimmung des Wechselwirkungsgesetzes $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ (V - A- oder V+A-variante). Im Anschluß an frühere Arbeiten (J. exp. theor. Phys. 32, 947, 1957; Dokl. N. SSSR 117, 956, 1957) zur Bestimmung des Umladungsquerschnitts vom Proton am Deuteron und der Bildungswahrscheinlichkeit für einzelne Mesomoleküle werden jetzt die Umladungsquerschnitte und Molekülbildungswahrscheinlichkeiten für alle Wasserstoffisotope, ferner für elastische Stöße zwischen ihnen berechnet. Für die entsprechenden Mesomoleküle werden die Terme mit $L = 0$, $n = 0,1$, $L = 1$, $n = 0,1$, $L = 2$, $n = 0$ und $L = 3$, $n = 0$ angegeben. Die numerischen Rechnungen wurden in einer elektronischen Rechenmaschine BESM unter Berücksichtigung der Korrekturen berücksichtigt der Kernmitbewegung (Größenordnung $m\pi/M$) ausgeführt. Vogel.

-706 **J. B. Seldowitsch.** Über die Massen des μ -Mesons und des Elektrons. Sh. exp. teor. Fis. 37, 1817-1819, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Myon, Elektron und Neutrino sind mit den übrigen Teilchen nur durch elektromagnetische und schwache Wechselwirkungen verbunden. Daher wird angenommen, daß die Massen m_μ und m_e durch die Konstante der elektromagnetischen Wechselwirkung e und die universelle Konstante der schwachen Wechselwirkung g auszudrücken sind, nämlich $m_\mu = 0,57 V e^6/gc^4$, $m_e = 0,38 V e^6/gc^6 h^2$. Hierin ist nur die Potenz der Feinstrukturkonstante α willkürlich; bei ihrer Änderung muß gleichzeitig der Zahlenfaktor geändert werden. Für die angegebenen Formeln wird die physikalische Erklärung gegeben: Schwache Wechselwirkungen sollen in zweiter Ordnung über geladene Zwischenbosonen X mit dem Spin 1 verlaufen: $g = 2 g^2 x h^2 / x c^2$ (g_x , die Konstante der Wechselwirkung des Fermionenstroms mit X, hat die Dimension von e). SCHWINGER, SALAM und WARD nehmen $g_x = e$ an; dann müßte $g = 38 M_N$ sein. Vf. setzt voraus, daß die Massen von Myon und Elektron von der Wechselwirkung mit X und Quanten mit einer ebenso großen dimensionslosen Konstante $e = e = \sqrt{1/237}$ herrühren; die wechselwirkungsfreien Massen sollen verschwinden; ergeben sich die obigen Ausdrücke für m_μ und m_e . Da in diesem Schema m_μ „klein“ ist, bedarf es zu ihrer Erklärung keiner weiteren Wechselwirkung als der elektromagnetischen und der X-Wechselwirkung. Die Wechselwirkung von X mit μ , e und ν ändert die Parität, was noch in eine Theorie der wechselwirkungsabhängigen Masse einzubauen ist. Vogel.

-707 **A. N. Gorbunow, W. M. Spiridonow and P. A. Čerenkov.** Zur Existenz von Teilchen mit Massen zwischen 2 und 25 Elektronenmassen. Sh. exp. teor. Fis. 38, 69-73, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Im Zusammenhang mit mehrfach ausgesprochenen Hypothesen über die Existenz „schwerer Elektronen“ mit Massen von 3-7 m_e oder 5-10 m_e (die Quantenelektrodynamik verbietet nicht die Existenz von Teilchen mit dem Spin 1/2 und zwischen Elektron und Myon, gibt nur einen Querschnitt für die Paarbildung schwerer Teilchen an, der umgekehrt proportional dem Quadrat der Masse ist) suchen Vf. diese Teilchen in WILSON-Kammer-Messungen im Magnetfeld mit einem Bleitarget, das mit einem 265 MeV-Bremsstrahlungsbündel aus dem Synchrotron von Dubna beschossen wird. Die Identifizierung erfolgte an Hand des Energieverlustes nach dem Durchgang durch Bleiabsorber. Wenn die Lebensdauer der gesuchten Teilchen größer als 10^{-9} s wäre, müßten jedenfalls die Erzeugungsquerschnitte in elektromagnetischen Wechselwirkungen entsprechend der Beobachtung mehr als zwei Größenordnungen kleiner sein als die nach der Quantenelektrodynamik zu erwartenden Werte. Vogel.

-708 **E. G. Gorschewskaja, W. M. Popowa und F. R. Jagudina.** Photoerzeugung von Mesonen an Wasserstoff in der Nähe der Schwelle. Sh. exp. teor. Fis. 38, 276-278, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. untersuchen das Verhalten des Quadrats des Matrixelements in der Nähe der Schwelle (nach der Theorie müßte dieses infolge der direkten Wechselwirkung zwischen Photon und Mesonenstrom bei abnehmender Photonenenergie wachsen), ferner vergleichen sie den π^+ -Photoerzeugungsquerschnitt an H mit dem π^- -Querschnitt.

schnitt am Neutron zum Vergleich mit der Mesontheorie. Der differentielle π^+ -Photoerzeugungsquerschnitt wird für die Photonenenergiebereiche 152,9–158,3 und 158,3 bis 161 MeV nach einer subtraktiven CH_2 -C-Methode gemessen. Mit Hilfe von Photoplatten konnten Mesonen zwischen 0,5 und 6 eV unter $60-120^\circ$ zum Photonenbündel registriert werden. Die Daten wurden auf das Schwerpunktssystem umgerechnet. Zusammen mit Ergebnissen anderer Autoren, die insgesamt ein Gebiet zwischen 152 und 200 MeV Photonenenergie überstreichen, ergibt sich recht gute Übereinstimmung mit der Dispersionstheorie; das Quadrat des Matrixelements wächst gegen die Schwelle hin an (von $0,5 \cdot 10^{-28}$ auf $0,62 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{sterad}$ im genannten Energiebereich), was die direkte Photon-Mesonstrom-Wechselwirkung bestätigt. Das Verhältnis σ^-/σ^+ ergibt sich zu $1,3 \pm 0,3$, was ebenfalls gut mit der Mesontheorie übereinstimmt. Vogel.

11-709 J. K. Akimow, O. W. Sawtschenko und L. M. Soroko. Die Reaktion $d + d \rightarrow \pi^0 + \text{He}^4$ bei einer Deuteronenenergie von 400 MeV. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 304–306, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Alle bisherigen Messungen zur Prüfung der Ladungsinvarianz bei der Pionenerzeugung beruhen auf dem Vergleich zweier ladungskonjugierter Reaktionen, deren Querschnitte bei Erhaltung des Gesamtiosospins ein bestimmtes Verhältnis haben müssten. Vff. schlagen eine direktere Methode vor, die dazu frei von systematischen Fehlern ist; sie besteht in der Bestimmung des Verbotsgrades, der aus der Isospin-erhaltung bei Mesonenbildungsprozessen folgt. Ein solches Verbot besteht z. B. für $d + d \rightarrow \pi^0 + \text{He}^4$. Daran läßt sich auch die Existenz eines isotopisch skalaren π_0^0 -Mesons prüfen, die BALDIN (Ber. Nr. 6–712) zur Beseitigung des Widerspruches zwischen den PANOWSKYschen Beziehungen und den Daten über die π -Photoerzeugung in der Nähe der Schwelle entwickelt hat. Es wird über die ersten Versuche mit dieser Reaktion am Synchrozyklotron von Dubna bei 400 MeV im herausgeführten Deuteronenstrahl ($3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$) berichtet. Die Ausbeute von α -Teilchen mit einem Impuls von 635 MeV/c (entsprechend der genannten Reaktion) aus schwerem Polyäthylen und Kohlenstoff wurde unter $5,6^\circ$ im Laborsystem (Isotropiewinkel im Schwerpunktssystem) gemessen; die bestimmten Absolutquerschnitte wurden durch Registrierung der Deuteronen aus der gut untersuchten Reaktion $p + p \rightarrow d + \pi^0$ geeicht. Für den integralen Querschnitt von $d + d \rightarrow \pi^0 + \text{He}^4$ ergibt sich höchstens 10^{-31} cm^2 ; dieser Wert ist nur einigemale größer als der elektromagnetische (nach Daten über die inverse Reaktion beträgt dieser etwa 10^{-32}); wäre kein Verbot vorhanden, müßten sich die Querschnitte um den Faktor 10^2 unterscheiden. Da unter den Meßbedingungen auch α -Teilchen aus $d + d \rightarrow \pi^0 + \text{He}^4$ beobachtet werden müssen, deutet der gefundene Querschnitt darauf hin, daß es kein isotopisches skalares π_0^0 mit einer Masse zwischen 100 und 150 MeV gibt. Der differentielle Querschnitt für $d + d \rightarrow \text{He}^3 + n$ für $5,6^\circ$ ergibt sich, auf Schwerpunktssystem umgerechnet zu $3,8 \pm 0,5 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2/\text{steradian}$. Vogel.

11-710 S. M. Bilenki, R. M. Ryndin, J. A. Smorodinski und Ho Tso-hsiu. Zur Theorie des β -Zerfalls des Neutrons. Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1758–1763, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vff. untersuchen den Einfluß der starken Wechselwirkungen auf den einfachsten β -Zerfall, den des Neutrons. Die phänomenologische Berücksichtigung der starken Wechselwirkung führt im Fall der V-A-Variante zum Auftreten von sechs Formfaktoren, die infolge des lokalen Charakters der schwachen Wechselwirkung nur vom Quadrat der Viererimpulsübertragung abhängen. Bei der Behandlung des Matrixelements werden nur Glieder der Ordnung m/M (m und M : Massen von Elektron und Nukleon) berücksichtigt. Die Abhängigkeit der Formfaktoren von der Viererimpulsübertragung läßt sich dann vernachlässigen (Konstanz der Formfaktoren); außer den üblichen Konstanten des β -Zerfalls G und λ taucht dann in der Theorie nur eine weitere Konstante auf, die den „schwachen Magnetismus“ von GELL-MANN entspricht. Die übrigen Glieder in der Amplitude verschwinden in zweiter Ordnung. Außerdem wird der Protonenrückstoß berücksichtigt. Die neue Konstante wird lediglich durch die anomalen magnetischen Momente der Nukleonen bestimmt, die Endformeln enthalten also in dieser Näherung keine unbekannten Parameter. Die Korrekturen zu beobachtbaren Effekten infolge des „schwachen Magnetismus“ und des Protonenrückstoßes machen in den üblichen Matrixelementen nur etwa 0,1% aus, können aber in einigen Fällen (Korrelation Elektron-Neutron und Asymmetrie der Elektronen beim Zerfall polarisierter Neutronen) einige Prozen-

reichen und meßbar werden (falls die heutige Meßgenauigkeit erheblich gesteigert wird). Solche Messungen könnten die heutige Theorie der schwachen Wechselwirkungen mit einer Genauigkeit bis zu etwa 1% unabhängig von jeder Hypothese über die Eigenchaften der Kerne prüfen.

Vogel.

711 **Kichiro Hiida, Noboru Nakanishi and Takanori Shiozaki.** *On the charge distribution of the proton.* Progr. theor. Phys., Kyoto **23**, 192-194, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Kyoto, iv., Res. Inst. Fundam. Phys.; Dep. Phys.) Viele Autoren glauben, daß die Elektron-Deuteron- und die Elektron-Deuterium-Streuexperimente bei hohen Energien und die Deuteron-Atom-Streuexperimente bei niedrigen Energien die Werte $\langle r^2 \rangle_{1,n} \approx 0$ und $\langle r^2 \rangle_{1,p} = [(0,80 \pm 0,04) \cdot 10^{-13} \text{ cm}]^2 \approx \langle r^2 \rangle_{2,p} \approx \langle r^2 \rangle_{2,n}$ ergeben. Vfl. glauben nicht, daß dies mit der Mesonentheorie ein so großer Wert wie der zweite erwähnte vorausgesagt. Vfl. gehen aus von der Gültigkeit der Mesonentheorie im äußeren Gebiet $r \gtrsim 1/\mu$, in den Stanford-Experimenten und vom ersten zitierten Wert. Der zweite wird abgelehnt, da zu seiner Abschätzung sehr spezielle Protonenmodelle mit $F_1 = F_2$ benutzt werden. Weiter wird angenommen, daß 1. die Ladungsverteilung des Isovektor-Anteiles positiv definit ist, 2. der isoskalare Anteil im inneren Gebiet negativ, im äußeren positiv und 3. die Verteilung des anomalen magnetischen Moments des Protons positiv definit ist. Für die Ladungsverteilung des Neutrons ergibt sich die von SCHIFF vorschlagene Form und die Ladungsverteilung des Protons nimmt im Innengebiet negative Werte an infolge virtueller Antiprotonen. Jedenfalls ergibt sich nicht $F_1 = F_2$. Hauitere Messungen von F_1/F_2 erscheinen daher wünschenswert. E. Sauter.

712 **Shigeo Minami.** *Proton-antiproton annihilation and nucleon structure.* Progr. Phys., Kyoto **23**, 194-196, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Osaka, City Univ., Dep. Phys.) Beobachtete Pionen-Multiplizität im Protonen-Antiprotonen-Vernichtungsprozeß $\langle k \rangle = 4,7 \pm 0,4$ steht im Widerspruch zum theoretischen Wert nach dem FERMISchen statistischen Modell. Nach dem KOBA-TAKEDA-Modell ergibt sich $\langle n_\pi \rangle \approx 4,8 \cdot \psi(x)$ und $\psi(x) \cdot \psi'(x')$ seien die Ladungsverteilungsfunktionen für Proton und Antiproton. Dann bedeutet $\psi(x) \cdot \psi'(x')$ die Wahrscheinlichkeitsamplitude, mit welcher der Vernichtungszweck in den Abständen r vom Protonenzentrum und r' vom Antiprotonenzentrum läuft. M ist die Nukleonenmasse, $x = Mr$. Die mittlere Pionen-Multiplizität ist $\langle k \rangle = \iint n_\pi \langle r \rangle \cdot P(x, x') dx \cdot dx' / \iint P(x, x') dx \cdot dx'$, wo $\langle r \rangle = (r + r')/2$ und $P(x, x') = [\psi(x) \cdot \psi'(x')]^2$ ist. Hierbei wurde die Beziehung $\langle k \rangle = 1/\langle r \rangle$ mit dem mittleren Impuls $\langle k \rangle$ der beobachteten Pionen benutzt. Für die mittlere Multiplizität der Pionen gilt ausrechnungsweise $n_\pi \langle r \rangle \approx 2M/(\langle k \rangle^2 + \mu^2)^{1/2}$. μ ist die Pionemasse. HOFSTADTER gibt drei Formen der Ladungsverteilung für das Proton an: die Modelle mit exponentiellem Verlauf (A), mit Abschneideparameter Null (B), mit endlichem Abschneideparameter (C). (A) ergibt sich $\langle n_\pi \rangle \approx 5,0$, mit (B) $\langle n_\pi \rangle \approx 4,3$, mit (C) $\langle n_\pi \rangle \approx 4,9$. E. Sauter.

713 **F. Reines, C. L. Cowan jr., F. B. Harrison, A. D. McGuire and H. W. Kruse** *Search for the free antineutrino.* Phys. Rev. (2) **117**, 159-173, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (Los Alamos, N. Mex., Univ., Sci. Lab.) Die Antineutrinoabsorptionsreaktion $p(\bar{\nu}, \beta^+)$ wurde in zwei 200 l Wassertargets untersucht, die zwischen großen Flüssigkeitsszintillatoren und in die Nähe eines kräftigen Spaltungsreaktors gesetzt wurden, der einen Antineutrinostrahl von $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ erzeugte. Das Signal bestand aus einer Koinzidenz zwischen der Vernichtung eines Positrons, die von einem Einfang des Neutrons im Wasser gelösten Cadmium gefolgt wird, und dem Neutroneneinfang. Der erste Impuls eines Paares entspricht einem Positron, der zweite einem Neutron. Das Signal hängt von der Anwesenheit von Protonen im Wassertarget ab. Es konnte gezeigt werden, daß das Signal nicht durch Neutronen und Gammastrahlen des Reaktors hervorgerufen wurde. Leisinger.

714 **B. Pontecorvo.** *Elektron- und Myon-Neutrinos.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1751 bis 177, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vfl. nimmt Bezug auf die Experimente von REINES, VAN und DAVIS, in denen die „Realität“ des Neutrinos, seine zweikomponentige Natur und die Verschiedenheit vom Neutrino und Antineutrino nachgewiesen wurden; er will Möglichkeiten zur Lösung einiger physikalischer Probleme mit Hilfe bisher un-

beobachteter Effekte des freien Neutrinos hervorheben. Besonderen Wert legt er auf die Prozesse, die prinzipiell eine Entscheidung ermöglichen, ob es zwei Paare neutrale Leptonen (das Elektronen- und Myonen-Neutrinopaar ν_e und $\bar{\nu}_e$ bzw. ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$) gibt, ob also die im $\pi \rightarrow \mu$ - und die im β -Zerfall emittierten Neutrinos identisch sind. Zur Prüfung dieser Frage wird eine Methode vorgeschlagen, die im wesentlichen analog zu der bei der Untersuchung der Unterscheidbarkeit von Neutrino und Antineutrino oder von K^0 und \bar{K}^0 -Meson angewandten ist. Grundsätzlich ist die Frage entschieden, wenn es gelingt, experimentell festzustellen, ob ein Bündel von $\bar{\nu}_\mu$ -Neutrinos imstande ist, Übergänge hervorzurufen, die nachweislich durch $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos induziert werden können (z. B. die Reaktion $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$). Eine Durchführung dieser Versuche scheint zwar schwierig, aber mit intensiveren Beschleunigungsanlagen, als man heute hat, durchaus möglich.

Vogel

11-715 Martin Kretzschmar. *Gruppentheoretische Untersuchungen zum Schalenmodell II. Zum Problem der Translationsinvarianz.* Z. Phys. **158**, 284—303, 1960, Nr. 3. (14. März. (Göttingen, Univ., Inst. theor. Phys.) Die Gedanken einer früheren Arbeit des Vf. (Ber. Nr. 8—789) werden in der vorliegenden ausführlichen Arbeit weiter ausgebaut und insbesondere auf die Translationsinvarianz des Schalenmodells angewandt, welche durch harmonische Oszillatorkräfte charakterisiert wird. Die Existenz einer Schalenstruktur für die Grundzustände wird bewiesen, und die Quantenzahlen und Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktionen der Grund- und einiger angeregter Zustände werden hergeleitet. Bei Vernachlässigung der Translationsinvarianz treten sog. „spurious states“ auf. Es wird gezeigt, wie deren Quantenzahlen und Symmetrieeigenschaften bestimmt werden können. Schließlich werden noch einige Bemerkungen über die translationsinvariante Formulierung des ELLIOT-Modells gemacht.

Schmutzler

11-716 L. C. Gomes. *Imaginary part of the optical potential.* Phys. Rev. (2) **116**, 1226 bis 1229, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys., Lab. Nucl. Sci.) Der Imaginärteil des optischen Potentials wurde für niedrigerenergetische einfallende Neutronen untersucht. Hierzu wurde der Nukleon-Nukleonwirkungsquerschnitt in Kernmaterie berechnet. Die Berechnung geschah unter der Annahme, daß die Paarkorrelationen in tief angeregten Zuständen dieselben sind wie im Grundzustand. Die Abhängigkeit der effektiven Masse vom Einzelteilchenimpuls wurde unter Benutzung einer empirischen Lösung, die die gegenwärtigen Annahmen über das Einzelteilchenspektrum wiedergibt, gegeben. Die Ergebnisse wurden auf die Kernoberfläche in der THOMAS-FERMI-Näherung angewendet. Das Maximum im imaginären Potential wird so an der Oberfläche, außerhalb der Halbwertsbreite der Dichte gefunden. Für niedrige Einfallsenergien liegt es ca. $1,5 \cdot 10^{-13}$ cm jenseits dieses Radius.

Leisinger

11-717 K. Sawada and R. M. Rockmore. *Stability of nuclear matter.* Phys. Rev. (2) **116**, 1618—1619, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (Upton, Brookhaven Nat. Lab.) Die Stabilitätsbedingung für ein Modell des Kerns mit kollektiver Anregung der Kernmaterie nach GLASSGOLD, HECKROTTE und WATSON wird abgeleitet. Es zeigt sich, daß diese unter Benutzung wirklich vorkommender Parameter (Kernradius, Potentialhöhe usw.) aufzustellen sind. Die Stabilitätsbedingung scheint auf einen Wert des Radiusparameters hinzu deuten, wie er von KARPLUS und WATSON aus ihrem einfachen Sättigungsmodell erhalten wurde.

Leisinger

11-718 P. B. Jones. *The optical model of light nuclei.* Proc. roy. Soc. (A) **255**, 253—261, 1960, Nr. 1281. (22. März.) (Oxford, Univ., Clarendon Lab.) Der Einteilchenoperator des optischen Modells wird für einen Kern mit beliebigem Atomgewicht $A \geq 1$ durch die Zweiteilchen-Streuoperatoren ausgedrückt. Der aus U folgende Zustandsvektor für elastische Streuung enthält Vielfach-Streuprozesse, wobei das Teilchen mehrmals hintereinander an demselben Nukleon gestreut werden kann. Es werden die Erweiterungen des Formalismus angegeben, die nötig sind, um echte Absorption (z. B. beim Einfall von K^- -Mesonen) und Streuung von zusammengesetzten Teilchen (z. B. von 2H , 4He) in angeregten Zuständen mit zu erfassen. Als spezielles Beispiel wird die elastische Streuung von K^+ -Mesonen an 4He für verschiedene Mesonenenergien (im Bereich von 40 bis 200 MeV) diskutiert. Es wird die Radialabhängigkeit der Nichtlokalität des Real- sowie

es Imaginärteils des optischen Potentials explizit berechnet. Außerdem wird an diesem Beispiel die Güte der Impulsnäherung studiert. Schließlich wird gezeigt, daß Korrekturen in der Wellenfunktion für den ${}^4\text{He}$ -Grundzustand einen bedeutenden Beitrag bei der Berechnung der Ladungsverteilung, die durch Streuung hochenergetischer Elektronen bestimmt ist, und des lokalen Anteils des optischen Potentials für die $\text{K}^+\text{-He}$ -Streuung liefern.

H. Paul.

-719 **K. V. Laurikainen and Seija Lyttikäinen.** *A variational procedure for hard core potentials.* Nuclear Phys. 8, 416-420, 1958, Nr. 4. (Okt.) (Copenhagen, NORDITA.) Eine von LAURIKAINEN und EURANTO für die Behandlung des Deuterons entwickelte Variationsmethode wird für hard-core-Potentiale verallgemeinert. Die Methode kann vermutlich auch für den Fall von Tensor- und Spin-Bahn-Kräften angewandt werden. Numerische Ergebnisse werden für reine Zentralkräfte angegeben. Wiedecke.

-720 **K. J. le Couteur and D. W. Lang.** *Neutron evaporation and level densities in excited nuclei.* Nuclear Phys. 13, 32-52, 1959, Nr. 1. (Okt.) (Canberra, Austral. Nat. Univ.) Die Theorie der „Kaskadenverdampfung“ von Neutronen wurde in einer Form verfeinert, die zur Behandlung von hochangeregten Kernen mit kontinuierlicher Verteilung der Anregungsenergien nach einer primären, direkten Wechselwirkung geeignet ist. Der Vergleich der Ergebnisse mit von GROSS beobachteten Neutronenspektren von fast 180 MeV-Protonen beschossenen Kernen ergab eine gute Übereinstimmung. Daten von Reaktionen mit Neutronen mittlerer Energie, thermische Neutronenresonanzen und Experimente über Reaktionen schwerer Ionen wurden verglichen. In einem Anhang wurde der Effekt einer Lücke in den Einteilchen-Niveaudistanzen an der FERMILANKE auf die Niveaudichte des Kerns behandelt.

G. Weber.

-721 **Lee M. Frantz and Robert L. Mills.** *Many-body basis for the optical model.* Nuclear Phys. 15, 16-32, 1960, Nr. 1. (Febr.) (Columbus, Ohio, State Univ.) Der Vielteilchenzustandsvektor Ψ_k für die Streuung eines Nukleons an einem Kern mit dem Atomgewicht A wird in Form einer „linked-cluster“-Entwicklung nach Schalenmodell-Eigenzuständen gegeben, deren Gültigkeit direkt (ohne Zuhilfenahme einer Adiabatenhypothese) mittels eines Faktorisierungstheorems bewiesen wird. Es wird ein Modell-Unterraum für das $(A+1)$ -Teilchensystem eingeführt, der von denjenigen $(A+1)$ -Teilchenzuständen aufgespannt wird, bei denen die tiefsten A und gleichzeitig ein beliebiger anderer Einteilchen-Modell-Zustände besetzt sind. Auf diesen Unterraum wird Ψ_k projiziert. Es bei der Entwicklung der Projektion von Ψ_k nach den Basisvektoren des Modellraumes auftretende Gewichtsfunktion gehorcht einer SCHRÖDINGER-Gleichung, aus der das (komplexe und nichtlokale) optische Potential entnommen wird. Es enthält die vom Ausschließungsprinzip verursachten Effekte und liegt in der Form einer „linked-cluster“-Entwicklung vor. Schließlich wird bewiesen, daß die genannte Einteilchen-SCHRÖDINGER-Gleichung die elastische Streuung eines Nukleons an einem großen Kern exakt beschreibt, wobei noch auf die Rolle der unelastischen Streuung eingegangen wird.

H. Paul.

-722 **Leonard S. Rodberg.** *Relation between angular distribution and polarization in optical model.* Nuclear Phys. 15, 72-78, 1960, Nr. 1. (Febr.) (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Mittels einer einfachen heuristischen Betrachtung wird eine Formel verfeinert, die aus der Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes auf die Polarisation zu schließen erlaubt. Es wird ein näherungsweise gültiger Zusammenhang zwischen dem Realteil des Zentralpotentials, dem Targetradius und der Lage der Extrema der Winkelverteilung gewonnen, mit dessen Hilfe aus der genannten Formel, unter die hinreichende Gültigkeitsbedingungen angegeben werden), eine Relation zwischen der Tiefe des Spin-Bahn-Potentials und der Größe der Polarisation ermittelt wird.

H. Paul.

-723 **J. B. French.** *Symplectic symmetry in the nuclear shell model.* Nuclear Phys. 15, 3-410, 1960, Nr. 3. (März.) (Utrecht, Netherl., Rijksuniv., Fys. Lab.) Es werden die an die Zweiteilchen-Wechselwirkung im Schalenmodell mit jj-Kopplung stellenden Bedingungen für gute symplektische Symmetrie diskutiert. Das Hauptergebnis lautet: Die Zweiteilchen-Wechselwirkung muß (bis auf eine additive Konstante ein additives Vielfaches von T^2) die Gestalt einer Summe aus Skalarprodukten von

Einteilchen-Tensoren haben, die sämtlich einen ungeraden Rang (im Einteilchen-Raum) besitzen. Dieses Ergebnis wird in ein System linearer Bedingungen für die Zweiteilchen-Energien sowie für die Teilchen-Loch-Energien, und in eine Beziehung zwischen den Teilchen-Teilchen- und den Teilchen-Loch-Spektren für äquivalente Teilchen umgeschrieben. In diesem Zusammenhang werden einige Fragen über Spektren aufgeworfen, deren experimentelle Beantwortung zur Entscheidung des Problems, bis zu welchem Grade symplektische Symmetrie tatsächlich erhalten bleibt, beitragen würde. Schließlich wird der Fall identischer Teilchen (keine Unterscheidung zwischen Neutronen und Protonen), bei dem sich die Bedingungen für gute symplektische Symmetrie wesentlich vereinfachen, gesondert behandelt.

H. Paul.

11-724 **Haruo Ui.** *Inelastic scattering of nucleons by asymmetrically deformed nuclei. A comment on the structure of medium weight nuclei.* Nuclear Phys. **15**, 495-500, 1960, Nr. 3. (März.) (Tokyo, Univ., Inst. Solid State Phys.) Das Ziel der Arbeit besteht im Aufzeigen von Experimenten, die zu einer Klärung der Frage nach der Natur des zweiten 2^+ -Zustandes bei gerade-Kernen mittleren Atomgewichtes (Rotationszustand infolge ellipsoidischer Deformation nach DAVYDOV und FILIPPOV oder Komponente eines Zweiquanten-Oberflächenschwingungs-Triplets?) beitragen können. Zu diesem Zweck werden für einen ellipsoidisch deformierten Targetkern in der ersten Ordnung der BORNschen Näherung die Wirkungsquerschnitte der unelastischen Streuung vom Grundzustand zum ersten und zum zweiten 2^+ -Zustand als Funktion der Deformationsparameter β und γ berechnet. Es werden folgende Experimente vorgeschlagen: Nachprüfung der erhaltenen γ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, der zum zweiten 2^+ -Zustand führt, für verschiedene Kerne, deren γ -Werte von DAVYDOV und FILIPPOV aus den kernspektroskopischen Daten bestimmt wurden, und Messungen von Winkelkorrelationen zwischen emittiertem Nukleon und γ -Strahl bei $(p, p'\gamma)$ -Reaktionen, die über den ersten bzw. zweiten 2^+ -Zustand verlaufen.

H. Paul.

11-725 **D. Kisdi.** *The statistical model of nuclei with angular momentum.* Acta phys. hung. **10**, 29-38, 1959, Nr. 1. (Budapest, Acad. Sci. Res. Group Theor. Phys.) Das statistische Modell wird ausgedehnt auf die Untersuchung von Kernen mit einem Bahndrehimpuls. Der kritische Bahndrehimpuls wird als Funktion der Massenzahl bestimmt.

Leisinger.

11-726 **D. A. Zaikin.** *On the deviation of the equilibrium shape of atomic nuclei from axial symmetry.* Soviet Phys. JETP **8**, 365-366, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moscow **35**, 529-530, 1958, Aug.) Um das Verhalten von Nukleonen in einem Potentialfeld ohne Axialsymmetrie zu untersuchen, werden die Zustände für den Fall eines unendlich tiefen Kastenpotentials berechnet, das die Form eines Ellipsoids mit den Halbachsen $a_x R_0$, $a_y R_0$, $a_z R_0$ (R_0 = Radius einer volumengleichen Kugel) hat.

Wiedecke.

11-727 **V. G. Solov'ev.** *Nucleonic interaction which produces a superfluid state of the nucleus.* Soviet Phys. JETP **8**, 572-573, 1959, Nr. 3. (März.) (Engl. Übers. aus: J. exp. theor. Phys., Moscow **35**, 823-825, 1958, Sept.) Unter Verwendung des von BOGORILOBOV entwickelten Variationsprinzips und der mathematischen Methoden aus der Theorie der Supraleitfähigkeit wird die Möglichkeit von „superfluiden“ Zuständen in mittleren und schweren Kernen untersucht. Es zeigt sich, daß die Wechselwirkung zwischen Protonen (oder Neutronen) derselben Schale und mit entgegengesetzt gleichen Projektionen der Drehimpulse auf die Kernsymmetriachse einen superfluiden Zustand des Kerns hervorruft. Für gg-Kerne ergibt sich, daß der erste angeregte Zustand energetisch vom superfluiden Grundzustand getrennt ist, wodurch die von verschiedenen Autoren vorgeschlagene Möglichkeit der Erklärung für die Energieaufspaltung bei schweren gg-Kernen bekräftigt wird.

Wiedecke.

11-728 **W. G. Neudatschin, J. F. Smirnow und N. P. Judin.** *Zur Assoziation der Nukleonen in leichten Kernen.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1781-1783, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vf untersuchen das Problem der Abtrennung der inneren Koordinaten von Nukleonen-assoziationen, die räumliche Korrelation der Nukleonen und die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Kernmodellen. In Verallgemeinerung der bekannten Tatsache, daß für die tieferen Anregungszustände von Be^8 mit $J = 0^+, 2^+$ und 4^+ , ebenso für

Grundzustände von Cl^{12} und O^{16} die Wellenfunktionen im Schalenmodell mit LS-Kopplung für ein Oszillatortpotential mit denen nach dem α -Modell übereinstimmen, zeigen sie, daß allgemein für die tieferen Zustände leichter Kerne mit LS-Kopplung, falls der Bahndrehimpuls der Wellenfunktion ein YOUNG'sches Schema mit maximal möglicher Symmetrie (z. B. für B^{10} [442]), die Wellenfunktionen nach dem Schalenmodell mit Oszillatortpotential identisch sind mit der antimetrisch gemachten Wellenfunktion, aufgebaut aus den Wellenfunktionen von Nukleonenassoziationen (für B^{10} : 2 α -Teilchen, ein Deuteron, Li^7 : α -Teilchen + Triton usw.). Mit Hilfe der Theorie der Permutationsgruppen gelingt ein allgemeinerer Zugang zu diesem Problem als bei PERRING und SKYRME (Ber. 36, 1957). Die Berücksichtigung der wichtigsten Assoziation, der α -Assoziation, gelingt, indem man die Schalen-Wellenfunktion in der „ α -Darstellung“ schreibt und dann die „Kompression“ der Abmessungen des α -Teilchens einführt, die durch einen Parameter $\varepsilon < 1$ gekennzeichnet wird ($\varepsilon = 1$ entspricht dem ursprünglichen Schalenmodell). Die α -Korrelation ist nicht nur für die eigentlichen „ α -Kerne“ von Bedeutung, sondern führt zu einer Zunahme der Quadrupolmomente und der Wahrscheinlichkeiten für Quadrupolübergänge (z. B. Be^8 -Hantel), ferner vergrößert sie die ft -Werte für die Fälle, in denen α -Zerfall im Endkern eine neue α -Assoziation auftritt. Vogel.

729 **D. A. Warschawitsch.** *Elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten und magnetische Momente für uu-Kerne.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 172—179, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) In diesem verallgemeinerten Kernmodell die innere Nukleonenbewegung, also die inneren Wellenfunktionen für Zustände einer Rotationsbande dieselben sind, erhält man in diesem Modell für Übergänge zwischen Rotationszuständen deformierter Kerne die gleichen Ergebnisse. Das Verhältnis der Intensitäten für Übergänge gleichen Multipolcharakters auf Terme einer Rotationsbande hängt dann nicht von der exakten Form der Wellenfunktionen ab, die Übergangswahrscheinlichkeit innerhalb einer Rotationsbande ist direkt durch die statischen Momente μ_1 und q_2 gegeben. Vi. zeigt, daß sich analoge Wahrscheinlichkeitsverhältnisse auch für sphärische uu-Kerne gewinnen lassen, da man die Termsystemen dieser Kerne Zustände abtrennen kann, deren Wellenfunktionen in erster Näherung gleiche Radialabhängigkeit und nur verschiedene Winkelanteile haben. Es ergibt sich eine Regel für die relativen Übergangssintensitäten für Terme eines Multipletts entsprechend der Regel für Übergänge in Zustände einer Rotationsbande in deformierten Kernen; sie erleichtert die Festlegung von Spins und Kontraktionen der Zustände von uu-Kernen. Die Richtigkeit der Voraussetzungen wird durch die Übereinstimmung mit experimentellen magnetischen Dipolmomenten für eine Gruppe von uu-Kernen bestätigt. Bei 36 von 45 Fällen ist die Übereinstimmung besser als 25%; wesentliche Diskrepanzen (fünf Fälle) ergeben sich nur für Kerne, für die das benutzte Modell bekanntermaßen nicht zutrifft (deformierte Kerne und solche mit konfigurationsterminalen, die nicht durch das Einteilchenschema von GÖPPERT-MAIER darstellbar sind). Vogel.

730 **W. G. Sucharewski.** *Kollektive Eigenschaften von Si^{30} , Si^{31} und Ne^{23} und reduzierte Breiten in Abstreureaktionen.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 219—221, 1960, Nr. 1. (Orig. poln.) Tiefliegende Terme leichter Kerne bis $A = 40$ haben vielfach eine gut entwickelte Deformationsstruktur, die sich mit einem verallgemeinerten Kernmodell (NILSSON) beschreiben läßt. Si^{29} scheint danach eine langgestreckte Form mit einem Deformationsparameter $\delta \approx -0,45$ zu haben, obwohl die Frage nach der Existenz verlängerte-elliptischer Kerne noch offen ist. Vi. diskutiert die Möglichkeit einer experimentellen Bestätigung der Deformation der Kerne Si^{30} , Si^{31} und Ne^{23} , die früher in strippingreaktionen untersucht wurde, aus Messungen der reduzierten Breiten für Neutroneneinfang. Im Rahmen des verallgemeinerten Modells mit starker Kopplung untersucht er die kollektiven Eigenschaften dieser Kerne auf Grund einer Analyse dieses experimentellen Materials. Zur Auswertung benutzt er die SATCHLERSchen Ausdrücke (Ber. 38, 2, 1959) für die reduzierten Breiten beim Einfang in Rotationszustände deformierter Kerne. Die Analyse zeigt, daß Si^{31} offenbar eine verlängerte Form mit einem NILSSON-Deformationsparameter $\delta < 0$ hat; sie gibt aber keine Möglichkeit, die Art der Deformation von Ne^{23} festzustellen, obwohl sie bestätigt, daß dieser Kern stark deformiert ist. Das Ergebnis für Si^{30} stimmt nicht mit theoretischen Abschätzungen überein,

so daß sich hier Zweifel an der Brauchbarkeit des Schemas der starken Kopplung ergeben. Die Untersuchungen bestätigen die Verwendbarkeit der reduzierten Breite zur Analyse der Kernstruktur, falls das übliche stripping erlaubt ist und damit i. a. di
sonstigen direkten Reaktionen übertrifft.

Vogel

11-731 J. B. Seldowitsch. *Quasistabile Zustände mit hohem Isospin bei leichten Kernen*. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 278-280, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. betrachtet einen ungeraden Kern A mit einem überschüssigen Neutron, dem minimalen Wert des Isospins $T = 1/2$ im Grundzustand und einer Bindungsenergie Q des Neutrons. Angeregte Zustände mit $E > Q$ haben i. a. eine sehr große Emissionswahrscheinlichkeit für das Neutron, also eine große Breite Γ_n für den Prozeß $A^* \rightarrow B + n$. Der gerade Kern B soll $T = 0$ im Grundzustand, der Zustand B^* mit $T = 1$ eine Anregungsenergie Δ haben. A habe einen weiteren Anregungszustand A_3^* mit $T = 3/2$ und einer Anregungsenergie E_3 zwischen Q und $Q + \Delta$. Der Zerfall von A_3^* in $B^* + n$ ist energetisch unmöglich, der Zerfall A_3^* in $B + n$ ändert den Isospin und hat daher eine anomale kleine Breite Γ_n . Der Zustand A_3^* ist also quasistabil und muß sich bei der Neutronenstreuung an B sowie beim Photoeffekt $A + \gamma = B + n$ eigentlich äußern. Bei der Streuung $n-B$ ist der Isospin im Anfangszustand 1/2, und gewöhnlich nimmt man für Zustände mit $T = 3/2$ einen sehr kleinen Beitrag zum Streuquerschnitt an. Existiert aber ein quasistabiler Zustand, so tritt bei $E_n = E_3 - Q$ eine scharfe Streuresonanz mit dem Maximalquerschnitt $4\pi\lambda^2(2J+1)/(2S+1)$ auf. Die geringe Wahrscheinlichkeit des Prozesses mit Isospinänderung äußert sich nicht in einer Verringerung des Querschnitts, sondern in einer Verschärfung der Resonanz, die also bei guter Monochromasie beobachtbar sein müßte. Ferner erhöht sich in der Resonanz die Wahrscheinlichkeit für $B(n, \gamma)A$, wenn $\sigma_{n, \gamma} / \sigma_{sc} = \Gamma_\gamma / \Gamma_n$, das anomale kleine Γ_n kann ein anomales großes Γ_γ / Γ_n liefern. Im Rückprozeß $A(\gamma, n)B$ liefert der quasistabile Zustand eine schmale Resonanz und eine Resonanz- γ -A-Streuung. Für A_3^* , das mit dem Grundzustand ein Isotope-Multiplett bildet (drei überschüssige Neutronen) wird mit der üblichen COULOMB-Korrektur die zu erwartende Lage des quasistabilen Terms für C-Isotope abgeschätzt; für C_3^{13*} ergibt sich die Möglichkeit einer Quasistabilität (Energie reicht nicht zum Zerfall in $C^{12*} + n$), die eine scharfe Resonanz der $n-C^{12}$ -Streuung bei 7,20 MeV-Neutronen (Laborsystem) bedingen könnte.

Vogel

11-732 B. Jancovici. *On the derivation of the optical potential in infinite nuclear matter*. Progr. theor. Phys., Kyoto **23**, 76-80, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Univ., Inst. Nucl. Stud.) Es wird ein Ausdruck für das Matrixelement $\langle k' | V | k \rangle$ des optischen Potentials hergeleitet (der Zustand $| k \rangle$ setzt sich aus dem Targetzustand: FERMI-Gas ohne Wechselwirkungen im Zustand $| 0 \rangle$, und dem Zustand des einfallenden Teilchens: ebene Welle mit dem Impuls k , zusammen), wobei alle Nukleonen und Wechselwirkungen symmetrisch behandelt werden. Zwei der Graphen 2. Ordnung von $\langle k' | V | k \rangle$, die einer Wechselwirkung zwischen zwei Target-Teilchen entsprechen und nur zum Realteil von V beitragen, werden diskutiert und (für GAUSS- und YUKAWA-Kräfte) numerisch abgeschätzt. Während der eine keinen Beitrag liefert, führt der andere für ein einfallendes Teilchen niedriger Energie zu einer Korrektur von $\text{Re } V$, die mit den anderen Termen 2. Ordnung vergleichbar ist.

H. Pauli

11-733 Tokuo Terasawa. *Spin-orbit splitting and tensor force. I.* Progr. theor. Phys., Kyoto **23**, 87-105, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Univ., Inst. Solid State Phys.) Unter Verwendung eines störungstheoretischen Verfahrens zur Bestimmung der Energieniveaus in 2. Ordnung wird der Einfluß der Tensorkraft auf die Spin-Bahn-Aufspaltung bei He^6 und N^{15} studiert, wobei das mesonentheoretische Potential und die phänomenologische SERBER-Potential mit starkem Tensoranteil zugrunde gelegt werden. Etwa die Hälfte des jeweiligen experimentellen Wertes der Dublett-Aufspaltung bei He^6 und N^{15} kann durch die Rechnung erhalten werden. Die gewonnenen Werte der Energienaufspaltung kommen hauptsächlich dadurch zustande, daß 1. die Tensorkraft stark und im besonderen in Triplet-gerade-Zuständen stärker als in Triplet-ungerade-Zuständen ist, und daß 2. die Selbstdeformation des von der abgeschlossenen Schale gebildeten Rumpfes (die von der Tensorkraft zwischen den Rumpfnukleonen herrührt) durch das PAULI-Prinzip im Hinblick auf das Außennukleon eingeschränkt ist. Die Ergebnisse

den mit den von anderen Autoren (insbesondere von FEINGOLD) berechneten (weniger eingehenden) Resultaten verglichen.

H. Paul.

734 **Akito Arima and Tokuo Terasawa.** *Spin-orbit splitting and tensor force. II.* *Jgr. theor. Phys., Kyoto* **23**, 115-136, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Univ., Inst. Nucl. Phys., Kyoto, Univ., Res. Inst. Fundam. Phys.) Das in Teil I benutzte störungstheoretische Verfahren wird allgemein für einen Kern durchgeführt, der aus einer abgeschnittenen Schale und einem Außenukleon besteht. Es werden Formeln zur Bindung der Zweikörper-Matrixelemente hergeleitet, die zur Abschätzung der Dublettspaltung des D-Zustandes von O^{17} (hervorgerufen durch die Tensorkraft) verwendet werden. Wie bei He^5 und N^{15} (Teil I) ergibt sich, daß die Tensorkraft etwa die Hälfte des experimentellen Wertes der Dublett-Aufspaltung liefert, und daß die Einschränkung der Selbstdeformation des Nukleonenrumpfes durch das PAULI-Prinzip eine entscheidende Rolle spielt.

H. Paul.

735 **R. Thieberger.** *Phenomenological nuclear interaction derived from binding energies.* *Phys. Rev. (2)* **116**, 713-719, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Philadelphia, Penn., Univ., Phys.) Ein Versuch zur Durchleuchtung der Basis einer Formel für Bindungsenergien, die im Rahmen des j-j Kopplungs-Schalenmodells abgeleitet wurde, wird unternommen. Untersuchungen des Einflusses von Dreikörperkorrelationen werden unterführung eines dichteabhängigen Gliedes durchgeführt. Es zeigt sich, daß viele j-j-Kopplungsglieder mit Dreikörpereffekten korrigiert werden können. Der Einfluß der Potentiale begrenzung wird durch ein Pseudopotential gegeben. Es wird ein Versuch unternommen, die Bindungsenergien aus einem phänomenologischen Zentralpotential, das ein Dichteglied enthält, zu berechnen. Die beste Austauschmischung, die erhält, ist nicht weit von SERBER-Typ entfernt, jedoch enthält sie einen beträchtlichen Anteil an BARTLETT-Kraft. Nimmt man ein steiles Potential hinzu, so wird die Austauschmischung vom SERBER-Typ erreicht. Mit diesem Potential erhält den besten Anschluß über einen großen Konfigurationsbereich. Leisinger.

736 **Jay M. Berger.** *Spin-orbit contributions to the H^3-He^3 magnetic moments.* *Phys. Rev. (2)* **115**, 384-388, 1959, Nr. 2. (15. Juli.) (Yorktown Heights, N. Y., Internat. Bus. Res. Center.) Die Beiträge des phänomenologischen Spin-Bahn-Potentials von FELL-MARSHAK und GAMMEL-THALER zu den magnetischen Momenten des Tritons und des He^3 wurden unter Benutzung der Wellenfunktionen von PEASE und FESHBACH berechnet. Die Ergebnisse zeigen, daß die isotopen Spinabhängigkeit des Spin-Bahn-Potentials von der Form $(3 + \tau_1 \cdot \tau_2)$ sein sollte; ferner zeigen sie, daß die Beiträge des Spin-Bahn-Potentials um eine Größenordnung zu klein sind, um der Anomalie von H^3 im Verhältnis zu He^3 zu tragen. Allkofer.

737 **W. M. Hooke.** *Magnetic moments of strongly deformed odd-odd nuclei.* *Phys. Rev.* **15**, 453-456, 1959, Nr. 2. (15. Juli.) (Princeton, N. J., Univ., Palmer Phys. Lab.) Beziehung für das magnetische Moment bei starker Kopplung wird in der vorliegenden Arbeit für ungerade-ungerade Kerne unter Heranziehung der Wellenfunktionen von SON für endliche Werte einer Kernverzerrung abgeschätzt. Die theoretischen Erwartungen werden mit allen verfügbaren Daten über ungerade-ungerade Kerne im Bereich starker Kopplung verglichen. Es ergab sich hierbei kein augenscheinlicher Beweis dafür, daß durch die Annahme des Nichtvorhandenseins einer Wechselwirkung zwischen dem ungeraden Proton und dem ungeraden Neutron ein beträchtlicher Fehler reduziert wurde.

Allkofer.

738 **M. K. Pal.** *Electron scattering by the quadrupole charge distribution of N^{14} .* *Phys. Rev. (2)* **117**, 566-572, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (College Park, Maryland, Univ.) Die neueren Ergebnisse von MEYER-BERKHOUT über die elastische Streuung von N^{14} wurden mit der ersten Bornschen Näherung analysiert. Eine detaillierte Behandlung erfährt der Effekt der Quadrupol-Ladungsverteilung des Kerns, die ein Auffüllen des Beugungsminimums erfordert. Zur Ermittlung des Quadrupolformfaktors kamen die Zwischenzustandskopplung und Grundzustandswellenfunktionen von VISSCHER und FERRELL und eine Mischung des Bornschen Typs kollektiver Wellenfunktionen zur Anwendung. An Stelle des Monopolformfaktors der BORNschen Näherung wurde die exakte Monopol-Streukurve von ENHALL, gewonnen aus Phasenanalyse, benutzt. Die Spin umklappende magnetische

Streuung wurde ebenfalls untersucht und als äußerst klein gefunden. Die experimentellen Daten zeigen den bedeutenden Einfluß der Quadrupolstreuung im Minimum der Beugung der Monopolstreuung. Die Quadrupolstreuung mit Zwischenkopplung kann jedoch die experimentellen Ergebnisse nicht wiedergeben. Das deutet stark auf die kollektive Vergrößerung des Quadrupolmomentes durch Schalendeformation. Das Modell von FALLEROS und FERRELL, das ein Quadrupolmoment von $3,07 \cdot 10^{-26}$ errechnet, gibt dagegen eine gute Anpassung an die experimentellen Werte. Leisinger.

11-739 David White and Edwin N. Lassettre. *Theory of ortho-para hydrogen separation by adsorption at low temperatures, isotope separation.* J. chem. Phys. **32**, 72-84, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Columbus, O., Univ., Dep. Chem.) Die Theorie der Trennung von ortho- und para-Wasserstoff durch Adsorption bei tiefen Temperaturen wird entwickelt. Die Rotationsenergien und die Trennfaktoren werden in Abhängigkeit von der Höhe der Energieschwelle berechnet. Rotation und Schwingung werden erst getrennt, dann wird näherungsweise auch die Wechselwirkung berücksichtigt. Die Trennfaktoren bei geringer Besetzungsdichte gehen kontinuierlich von eins bei kleiner Energieschwelle zu einem Grenzwert für einen zweidimensionalen Rotor über. Nach der Theorie wird o-H₂ stärker absorbiert als p-H₂ bei allen Energieschwellen und p-D₂ stärker als o-D₂. Ferner ist für Wasserstoff der ortho-para-Trennfaktor größer als für Deuterium. Die Ergebnisse stehen qualitativ, aber nicht quantitativ im Einklang mit den Experimenten. Ferner erweisen sich die Isotopen-Trennfaktoren als stark abhängig von der ortho-para-Zusammensetzung der Isotopen-Mischung. M. Wiedemann.

11-740 Paul C. Mangelsdorf jr. *Role of thermal diffusion in the electrolytic separation of isotopes in liquid metals.* J. chem. Phys. **32**, 293-295, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Study Met.) An der Isotopentrennung in flüssigen Metallen beim Durchgang von elektrischem Strom, dem sogenannten HAEFFNER-Effekt, ist, wie aus den Prinzipien der irreversiblen Thermodynamik und den Eigenschaften der Metalle folgt, der begleitende isotherme Wärmefluß maßgeblich beteiligt. Er wirkt jedoch in umgekehrter Richtung. Die Berechnungen wurden für Hg, Li, K und Rb durchgeführt. M. Wiedemann.

11-741 Ralph Klein und Erwin M. Hörl. *Isotope exchange processes in solid nitrogen under electron bombardment.* J. chem. Phys. **32**, 307-308, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Eine Mischung von ¹⁴N¹⁴N-¹⁵N¹⁵N wurde in einem Glaskryostaten durch Kühlung mit flüssigem He oder H₂ niedergeschlagen und die feste Schicht dann mit Elektronen von 15-20 keV und Intensitäten von 5-10 μ A bis zu 60 min lang bestrahlt. Massenspektrometrisch wurde die Ausbeute an ¹⁴N¹⁵N bestimmt. Die G-Werte (Zahl der ¹⁴N¹⁵N-Moleküle multipliziert mit 2 je 100 eV) betragen im Mittel 0,2 bei 4,2°K und 0,04 bei 20°K. M. Wiedemann.

11-742 Victor F. Weisskopf. *Meson-nucleon scattering and nuclear forces.* Phys. Rev. (2) **116**, 1615-1617, 1959, Nr. 6, (15. Dez.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys. Lab. Nucl. Sci.) Vf. leitet die Hauptergebnisse der statischen Theorie der π -Mesonen-Streuung an Nukleonen ohne Zuhilfenahme der Feldtheorie ab, indem er die Kraft zwischen zwei Nukleonen als Wechselwirkung des einen Nukleons mit dem statischen Mesonenfeld des anderen betrachtet und diese Wechselwirkung als Funktion einer „Streuung“ des statischen Mesonenfeldes an dem Nukleon formuliert. Die Ableitung macht die Verknüpfung zwischen der energiearmen Streuung und den Kernkräften bei großen Abständen deutlich. Jörchel.

11-743 Lothar Meichsner. *Double beta decay.* Phys. Rev. (2) **117**, 489-491, 1960, Nr. 1 (15. Jan.) (Mainz, Max-Planck-Inst. Chem.) Die Formeln für die Wahrscheinlichkeit eines Doppel- β -Zerfalles werden theoretisch abgeleitet, wobei die gemäß der FEYNMAN-GELL-MANN-Theorie bedingten Energieverteilungen und die Winkelkorrelationen berücksichtigt sind. Eine starke Abhängigkeit vom Spinwechsel ist feststellbar. Die Formeln zeigen auch, daß Interferenzen bei verschiedenen Zwischenzuständen auftreten können. Mit Hilfe des Matrixelementes einer j-j-Schalenmodellkonfiguration wurde die Halbwertszeit für ²⁰Ca₂₀ berechnet. t liegt zwischen 10^{17} und 10^{20} Jahren. Gegenwärtig wird t viel größer sein, wenn man die den bevorzugten Übergängen entsprechenden Matrixelemente verwendet. W. Kunz.

744 **I. Dostrovsky, Z. Fraenkel and G. Friedlander.** *Monte Carlo calculations of clear evaporation processes. III. Applications to low-energy reactions.* Phys. Rev. (2) 3, 683-702, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Rehovoth, Isr., Weizmann Inst. Sci.; Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Monte Carlo Berechnungen von Kernreaktionen im niedrigenergetischen Bereich werden beschrieben. Die Berechnungen basieren auf dem Kernverdampfungsmodell von WEISSKOPF. Die Kontinuumstheorie wurde zur Berechnung des inversen Wirkungsquerschnittes herangezogen. Die Berechnung der Niveaudichten der geregelten Kerne, Paarungsenergie- und Schalenenergiekorrekturen wurden in Auswirkungen der charakteristischen Niveauverschiebungen berechnet. Die genaue Energieverteilungsfunktion, und nicht die approximative MAXWELLSche wurde zur Auswahl der kinetischen Energie der verdampften Teilchen benutzt. Für verschiedene Reaktionen wurden experimentelle Q-Werte zur Anwendung. Die Berechnungen wurden mit ca. 60 Anregungsfunktionen von experimentell beobachteten Reaktionen im Massenbereich $^{70}\text{Se}^{74}$ verglichen. CAMERONS Werte für die Paarungsenergie führten nicht zur Übereinstimmung, dagegen gestattete ein neues System von Paarungsenergie- und Schalenenergiekorrekturen eine leidlich gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Das Verfahren, wie das neue System gewonnen wurde, wird beschrieben und verschiedene Züge des neuen Systems werden besprochen. Die Notwendigkeit für weitere Korrekturen der Niveaudichte bei symmetrischen Kernen wird angedeutet. Die berechneten Anregungsfunktionen werden für alle bisher beobachteten, aber auch für einige bisher noch nicht gemessenen Reaktionen gezeigt. Experimente, die eine einheitliche Übereinstimmung der Korrekturen von Paarungsenergie und Schalenenergie an der Niveaukurve gestatten, werden vorgeschlagen. Die Existenz eines Systems von Korrekturen gibt ein starkes Argument für die Gültigkeit der Verdampfungstheorie bei Kernreaktionen.

Leisinger.

745 **T. Darrah Thomas.** *Cross section for compound-nucleus formation in heavy-ion-induced reactions.* Phys. Rev. (2) 116, 703-712, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Berkeley, Calif., iv., Lawrence Radiat. Lab., Dep. Chem.) Der Wirkungsquerschnitt der Zwischenkernbildung für verschiedene Systeme schwerer Ionen und Targets wurde unter Benutzung einfacher Modelle berechnet. Das erste Modell mit einem Topfpotential gibt gute Übereinstimmung mit den Experimenten, wenn ein Radiusparameter $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm benutzt wird. Das zweite Modell mit einem diffusen Kernpotential gibt Übereinstimmung mit $r_0 = 1,17 \cdot 10^{-13}$ cm.

Leisinger.

746 **Richard H. Capps.** *Many-channel unitarity condition.* Phys. Rev. Lettres 2, 46-477, 1959, Nr. 11. (1. Juni.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Lab. Nucl. Stud.) Viele brauchbare Beziehungen die Probleme der Teilchenreaktionen betreffend, sind bekannt. In einer Folge des unitären Charakters der Reaktionsmatrix. So hat beispielsweise TATSON gezeigt, daß in dem Falle, wo nur zwei Kanäle geöffnet sind, die Forderungen der Unitarität und der Invarianz bezüglich Zeitumkehr mit einschließen, daß die Phase der inelastischen Amplitude gleich ist der Summe der Phasenverschiebungen für die zwei elastischen Prozesse. Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, eine brauchbare Verallgemeinerung dieses Theorems für den Falle herzuleiten, wo mehr Kanäle geöffnet sind; ferner wird die Verallgemeinerung durch die Anwendung auf die Photoerzeugung von Mesonen bei der Energie 600 MeV illustriert.

Allkofer.

747 **Maurice Neuman.** *Statistical models for high energy nuclear reactions. I.* An. ad. brasil. Ci. 31, 361-379, 1959, Nr. 3. (Sept.) (Berkeley, Calif., Univ.) Die von TAKAMI 1950 publizierte Arbeit über eine näherungsweise Berechnung des vorliegenden Problems dient als Ausgangspunkt für weitere theoretische Abhandlungen.

Kaul.

748 **I. M. Dremin und D. S. Tschernawski.** *Peripherie Wechselwirkungen von Nukleonen bei Energien von 9 GeV.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 229-232, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Über die Wechselwirkung von Nukleonen bei 9 GeV weiß man, daß im Fall zweier Protonen die Verteilung der Sekundärteilchen im Schwerpunktssystem anisotrop ist, beim Proton-Neutron-Stoß ist die Verteilung der geladenen Sekundärteilchen asymmetrisch (ein Sekundärproton behält meistens die Richtung des primären bei). Nach TAMM kann man dies so deuten, daß bei der peripheren Wechselwirkung beide Nukleonen in ein

Isobar (Isospin 3/2, Masse 1,3 Nukleonenmassen) angeregt werden. Vff. untersuchen peripherie Wechselwirkungen zweier 9 GeV-Nukleonen beim Austausch eines Pions. Das Hauptgewicht liegt auf der Frage nach der Berechtigung der TAMMSchen Hypothesen über die gleiche Anregung beider Nukleonen und nach dem Querschnitt dieser Wechselwirkung. Die Rechnung muß für Anregung beider Nukleonen nach der Störungstheorie geführt werden; die WEIZSÄCKER-WILLIAMS-Methode genügt in diesem Fall nicht. Die Querschnitte werden für folgende Fälle numerisch berechnet: Beide angeregte Nukleonen im Zustand mit dem Isospin 3/2: 2,9 mbarn für pp-Wechselwirkung, 4 mbarn für pn-Wechselwirkung; ein angeregtes Nukleon hat den Isospin 3/2, das andere 1/2: 0,48 mbarn für pp, 0,17 mbarn für pn-Wechselwirkung; beide Nukleonen haben im angeregten Zustand den Isospin 1/2; 0,01 mbarn für pp, 0,05 mbarn für pn-Wechselwirkung. Der TAMM-Prozeß überwiegt also bei weitem. Die Formeln erfassen keine Prozesse, bei denen eines der Nukleonen unangeregt bleibt; dieser Beitrag wird zu etwa 1% des TAMM-Prozesses abgeschätzt. Die Ausdrücke lassen sich auch bei höheren Energien und für verschiedene Anregungen der Nukleonen verwenden; für hohe Energien und peripherie Wechselwirkungen liefern sie vollständigere Information als die WEIZSÄCKER-WILLIAMS-Methode.

Vogel.

11-749 N. I. Tarantin. Konkurrenz zwischen Neutronenverdampfung und Spaltung bei Wechselwirkungsreaktionen mehrfach geladener Ionen mit schweren Kernen. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 250-252, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Einige Meßergebnisse (Ber. **38**, 2299, 1959; **39**, Nr. 8-819 u. Nr. 9-875) werden zur Abschätzung des Beitrages der beiden konkurrierenden Prozesse — Neutronenverdampfung und Spaltung — bei der Desaktivierung der Compound-Kerne benutzt, die beim Beschuß schwerer Elemente mit mehrfach geladenen Ionen entstehen. Der Querschnitt für die Verdampfung von x Neutronen wird dargestellt als $\sigma_{xn}(E) = \sigma_e(E) \bar{G}_n^x P(E, x)$; der Bildungsquerschnitt für den Compound-Kern $\sigma_e(E)$ wird aus Ergebnissen von DRUIN und POLIKANOW und Formeln von MAXIMOW bestimmt; die Funktion $P(E, x)$, die Wahrscheinlichkeit für die Aufhebung der Anregung des Compound-Kerns durch die Verdampfung von x-Neutronen, ergibt sich aus dem für spaltbare Kerne modifizierten Modell von JACKSON (Ber. **36**, 1345, 1957). Gerechnet wird für verschiedene Kerntemperaturen T, um optimale Übereinstimmung in der Lage der Maxima zu erzielen. \bar{G}_n ist das über Compound- und Zwischenkerne gemittelte Verhältnis $\Gamma_n/(\Gamma_n + \Gamma_f)$, das durch Anpassung der Absolutwerte des Querschnitts gefunden wird. Die so bestimmten Verhältnisse Γ_n/Γ_f werden für verschiedene Erzeugungsarten des gleichen Kerns verglichen. Im allgemeinen stimmen die Werte für Erzeugung durch C^{12} , C^{13} , O^{16} und He^4 überein. Eine Verminderung von Γ_n/Γ_f für die schweren Ionen scheint kein echter Effekt zu sein. Die Zunahme des maximalen Drehimpulses des Compound-Kerns von 25 h (Reaktionen mit 44 MeV- He^4 -Ionen) auf 45h (Reaktionen mit 80 MeV- C^{12} - und C^{13} -Ionen und 95 MeV- O^{16} -Ionen) bedingt also keine wesentliche Abnahme von Γ_n/Γ_f , was sehr wichtig für die Synthesen neuer Elemente mit schnellen schweren Ionen ist.

Vogel.

11-750 W. W. Komarow und A. M. Popowa. Energieverteilung der Produkte von Reaktionen mit Emission mehrerer Teilchen. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 253-255, 1960, Nr. 2. (Orig. russ.) Für Reaktionen mit direkter Wechselwirkung und Zerfall des Restkerns berücksichtigen Vff. die Wechselwirkung der Zerfallsprodukte im Endzustand nach dem Vorgang von MIGDAL, BRUECKNER und WATSON (Ber. **34**, 1986, 1955; Phys. Rev. **82**, 598, 1951; Phys. Rev. **88**, 1163, 1952). Diese Wechselwirkung äußert sich in Größe und Form des differentiellen Querschnitts und Energie- und Winkelverteilung. Diese Wechselwirkung wird als stark und nahwirkend betrachtet und soll die Wellenfunktionen der Produkte verzerrn, bis sie aus dem Wirkungsbereich der Kernkräfte kommen. Wesentlich ist die Kleinheit der Energie der wechselwirkenden Teilchen. Es wird gezeigt, daß die Spektren der Reaktionsprodukte sich deuten lassen, wenn man in BORNscher Näherung die Wechselwirkung berücksichtigt; die Parameter werden durch „Vernähen“ der Wellenfunktionen innerhalb bzw. außerhalb des Kernkraftradius gewonnen. Als Beispiel wird die Energieverteilung des He^3 aus $T + d \rightarrow He^3 + n + n$ unter verschiedenen Winkeln für 12 MeV-Deuteronen berechnet (aufgefaßt als direkte Wechselwirkung mit Zerfall des Restsystems; die Neutronen können keinen gebundenen Zustand bilden). Das Deuteron soll ein Proton aus dem Triton herausschlagen, das Proton soll eine δ -Wechsel-

kung mit beiden Nukleonen des Deuterons machen. Für 25 und 75° im Schwerpunkt-
tem stimmen die berechneten Kurven mit Berücksichtigung der Neutronenwechsel-
kung wesentlich besser mit dem Experiment überein als ohne diese. Auf diese Weise
an man auch die Wechselwirkungsparameter der Produktteilchen im Endzustand
wissen.

Vogel.

751 **W. W. Babikow.** Über den Bildungsquerschnitt eines Compound-Kerns bei der Wechselwirkung von Kernen. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 274-276, 1950, Nr. 1. (Orig. russ.) Der Bildungsquerschnitt $\sigma(E)$ eines Compound-Kerns wird auf Grund eines Modells berechnet, in dem die stoßenden Kerne eine scharfe kugelförmige Oberfläche haben und absolut schwarz für Teilchen sind, die in die Wirkungssphäre der Kernkräfte eindringen. Wenn der großen Parameters $\eta = Z_1 Z_2 e^2/hv \gg 1$ kann man bei Ionenenergien oberhalb der COULOMB-Schwelle (gegeben durch die Summe der beiden Wechselwirkungskräfte) mit quasiklassischem Querschnitt rechnen. Dann ergibt sich der Beitrag von Störungen mit dem Drehimpuls 1 nach dem klassischen Modell der schwarzen Kugel zu $\sigma = \pi R^2 [1 - \beta - (2 - \beta/9) \rho]^{2/3}$ ($\beta = 2\eta/\rho$, $\rho = R/\lambda(\infty) \gg 1$) falls 1 der Bedingung für die quasiklassische Ionenbewegung genügt. Der Beitrag der nichtklassischen Drehimpulse 1 nach einem einfachen quantenmechanischen Modell (Nichtresonanztheorie mit Rechteckpotential des Kerns) berechnet, wobei gezeigt wird, daß die genaue Tiefe des Potentials unweesentlich ist. Der Vergleich der berechneten Querschnitte mit den Messungen von DRUIN und POLIKANOW (Ber. **38**, 2302, 1959) über Bi-Spaltungsquerschnitte unter Schuß mit C-, N- und O-Ionen ergibt gute Übereinstimmung bei folgenden Kern-
radien der Ionen: C^{12} : $1,17 \cdot 10^{-12}$ N^{14} : $1,24 \cdot 10^{-12}$; O^{16} : $1,27 \cdot 10^{-12}$ cm. Ein Vergleich mit den Arbeiten von THOMAS (Preprint) und PILIJA (Ber. Nr. 5-806) ist entweder nicht möglich (THOMAS berechnet numerisch die Querschnitte für einige Ionen und getrennte Kerne bei bestimmter Wahl von R und U des Kernpotentials), oder die Ergebnisse differieren sehr (PILIJA führt die asymptotische Entwicklung inkonsistent durch).

Vogel.

752 **N. S. Iwanowa, W. I. Ostroumow und J. W. Pawlow.** Erzeugung mehrfach geladener Teilchen an Emulsionskernen durch Stoß von π^+ -Mesonen mit Energien von 100-200 MeV. Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1604-1612, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Zur Entscheidung über die verschiedenen Hypothesen der Erzeugung mehrfach geladener Fragmente unter den Spaltprodukten komplexer Kerne bei hohen Primärenergien, speziell der Hypothese von WOLFGANG u. a. (Ber. **34**, 2154, 1955; **36**, 984, 1957) über die entscheidende Rolle der entstehenden Mesonen werden nach einer Emulsionsmethode die Winkel-, Längs- und Energieverteilung der Fragmente untersucht. Eine Analyse der Ergebnisse und ein Vergleich mit Daten über die Fragmentbildung durch schnelle Protonen, die mit der Theorie führen zu dem Schluß, daß für die Fragmentbildung in diesem Bereich schnelle Protonen verantwortlich sind, die bei der Absorption des π^+ -Mesons durch ein Quasideuteronenpaar entstehen; außerdem sind die Rückstoßnukleonen aus der Absorption des Pions an Einzelnukleonen im Kern wesentlich. Aus der Analyse der Energiedichten der Fragmente bei verschiedenen Primärenergien werden einige Annahmen über den Bildungsmechanismus dieser Fragmente entwickelt. Ein direktes Herausheben der Fragmente durch die Mesonen scheint nicht völlig ausgeschlossen, aber unwahrscheinlich: Es besteht keinerlei Korrelation zwischen dem Flugwinkel und der Energie des Fragmentes, die Kurven haben keine Ähnlichkeit mit den theoretischen unter Annahme eines elastischen Stoßes des Pions mit der betreffenden Unterstruktur im Kern. Das Energiespektrum der Fragmente hängt kaum von der Natur der Primärteilchen (Protonen oder Mesonen) ab; insgesamt zeigt die Analyse, daß die Fragmente aus Nukleonen mit Energien von etwa 150-200 MeV erzeugt werden.

Vogel.

753 **A. S. Penfold and E. L. Garwin.** Photonuclear reaction energies. Phys. Rev. (2) **117**, 420-424, 1959, Nr. 2. (15. Juli.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Phys.) Es wurde eine Anordnung zur direkten, absoluten Energieeichung eines Betastrahlers beschrieben. Mit dem geeichten Gerät wurden einige Photo-Kernreaktionen untersucht. Die Schwelle für die Reaktion $Cu^{63}(\gamma, n)Cu^{62}$ wurde zu $10,75 \pm 0,03$ MeV bestimmt. In der Ausbeute-Kurve der Reaktion $O^{16}(\gamma, n)O^{15}$ wurden zwei definierte

Knicke bei $16,19 \pm 0,04$ MeV und $17,25 \pm 0,04$ MeV beobachtet; die ihnen zugeordneten Niveaus stimmen gut mit aus der Reaktion $N^{15}(p, n)O^{15}$ bekannten überein.

G. Weber.

11-754 A. S. Penfold and E. L. Garwin. *Gamma rays from the nuclear photoeffect in carbon, oxygen and copper.* Phys. Rev. (2) **116**, 120-130, 1959, Nr. 1. (1. Okt.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Zu den Untersuchungen wurde ein NaJ-Kristall benutzt. Als Strahlenquelle diente ein Bremsstrahlbündel, dessen Energie zwischen 19 und 61 MeV variiert werden konnte. Die Wirkungsquerschnitte für elasitische sowie elastische in Verbindung mit unelastischer Streuung wurden unter einem Winkel von 135° zum Bündel bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt für Kupfer hat zwar den theoretisch zu erwartenden Wert — ebenso der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung bei Kohlenstoff, der Wirkungsquerschnitt für Sauerstoff hingegen ist wesentlich größer. Der gemessene Wert läßt sich durch die Annahme deuten, daß Resonanzen wesentlichen Anteil am photonuklearen Wirkungsquerschnitt für Sauerstoff haben. Dieses unterschiedliche Verhalten von Kohlenstoff und Sauerstoff beim Kern-Photoeffekt steht im Einklang mit anderen Experimenten. Aus der Winkelabhängigkeit des elastischen Streuquerschnitts von Sauerstoff bei einer Energie von etwa 22 MeV folgt zwar, daß jener hauptsächlich Dipolcharakter hat, doch ist ein Quadrupolbeitrag nicht ausgeschlossen. Überdies wurde für Sauerstoff unelastische Streuung beobachtet, welche bei einer Energie von etwa 26 MeV einsetzt, ein Maximum bei etwa 30 MeV besitzt und Übergängen zu einem (oder mehreren) Niveau nahe 6 MeV zugeschrieben wird. — Die Ausbeute an γ -Strahlung von ^{15}O und ^{15}N , die der Neutron- oder Proton-Emission folgt, wurde ebenfalls untersucht und verschiedene Linien beobachtet, aber keine oberhalb 6,5 MeV.

Kaul.

11-755 J. O'Connell, P. Dyal and J. Goldemberg. *$(\gamma, 2n)$ reactions in light elements.* Phys. Rev. (2) **116**, 173-174, 1959, Nr. 1. (1. Okt.) (Urbana, Ill., Univ., Phys. Res. Lab.) Die Ausbeuten bei verschiedenen Energien für die Reaktionen $^{12}C(\gamma, 2n)^{10}C$, $^{16}O(\gamma, 2n)^{14}O$, $^{19}F(\gamma, 2n)^{17}F$, $^{23}Na(\gamma, 2n)^{21}Na$, $^{31}P(\gamma, 2n)^{29}Al$ und $^{31}P(\gamma, 2pn)^{28}Al$ wurden untersucht. Das Verhältnis der integrierten Wirkungsquerschnitte der $(\gamma, 2n)$ - zu den (γ, n) -Reaktionen bei den Kernen ^{19}F und ^{23}Na ist etwa 0,1 und näherungsweise ein bis zwei Größenordnungen kleiner bei den Kernen ^{12}C und ^{16}O . Die geringen $(\gamma, 2n)$ -Ausbeuten für ^{12}C und ^{16}O stehen dann im Einklang mit den Aussagen der statistischen Theorie, wenn die γ -Absorption sehr stark mit der Energie oberhalb der Riesenresonanzstelle abnimmt.

Kaul.

11-756 J. A. Galey. *Photodisintegration of the deuteron with 94-Mev bremsstrahlung radiation.* Phys. Rev. (2) **117**, 763-772, 1960, Nr. 3. (1. Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Es wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\gamma + d \rightarrow p + n$ gemessen bei Winkeln im Laborsystem von 45° , 75° , 90° und 135° . Die Photonenenergien betrugen zwischen 50 und 90 MeV im Laborsystem. Bei jedem der angegebenen Winkel wurde das Energiespektrum der Rückstoßprotonen mit einem Zählertelioskop und einem Impulshöhenanalysator gemessen. Der niedrige Querschnitt für diese Reaktion erfordert ein Herabdrücken des Untergrundes auf ein Minimum. Dies wurde erreicht durch Benutzung eines gasförmigen Targets und einer Teilchenauswahlmethode. Die differentiellen Querschnitte und die abgeschätzten Werte der Parameter in der Beschreibung der Winkelverteilung sind in vernünftiger Übereinstimmung mit neueren Berechnungen von DE SWART und MARSHAK sowie von ZERNIK, RUSTGI und BREIT.

Ottinger.

11-757 S. H. Hsieh and C. R. Lin. *On the anomalous behavior of $d(\gamma, p)n$ near 15 MeV.* Nuovo Cim. (10) **13**, 665-666, 1959, Nr. 3. (1. Aug.) (Nagoya, Univ., Phys. Inst. Tokyo, Univ., Dep. Phys.) Wie kürzlich gezeigt werden konnte, hat das Verhältnis $d(\gamma, p)n$ nahe 15 MeV ein Maximum und ein Minimum nahe 17 MeV. Dieses anomale Verhalten wird darauf zurückgeführt, daß das Überlappungsintegral des Übergangs 3D_1 3F_2 ein Maximum bei 15 MeV hat.

Leisinger.

11-758 M. Rozkoš, M. Smrčka and O. Jakubček. *(γ, p) reaction on cadmium and tin.* Czech. J. Phys. (B) **10**, 129-135, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) Es wurde die

ernphotoeffekt bei Sn und Cd untersucht, wobei im Gegensatz zu den meisten bisher durchgeführten Untersuchungen die diskrete γ -Strahlung der $\text{Li}(\text{p}, \gamma)$ -Reaktion benutzt wird. Es ergaben sich einige interessante Ergebnisse, besonders der diskrete Charakter des Energiespektrums und eine von der üblichen Form abweichende Winkelverteilung der Photoprotonen. Im Falle des Sn mit seiner abgeschlossenen äußeren Schale stimmt die gemessene Energieverteilung der Photoprotonen mit den Ergebnissen der WILKINSONSchen Theorie der Riesenresonanzen überein, während sie bei Cd einem Verampfungsspektrum ähnelt. Die gemessenen Winkelverteilungen der Photoprotonen dieser Elemente ließen sich mit der heute üblichen Theorie des Kernphotoeffekts nicht erklären.

B. Sturm.

—759 **L. A. Pultschizki und W. Presperin.** *Schnelle Photoneutronen aus Be^9 , C^{12} und Al^{27} .* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1524-1529, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei hohen Energien der Quanten (≥ 150 MeV) spielt für Photokernreaktionen der Zweiukleonensmechanismus für die Erzeugung schneller Teilchen die Hauptrolle; oberhalb der Riesenresonanz und unterhalb 150 MeV ist daneben die direkte Erzeugung schneller Teilchen wesentlich. Vff. versuchen die relative Bedeutung dieser Mechanismen zu klären und untersuchen die Winkelverteilung der Photoneutronen mit Energien oberhalb von 10 MeV im Beschuß von Be^9 -, C^{12} - und Al^{27} -Targets mit Bremsstrahlung aus einem Synchrotron mit einer Maximalenergie von 88 MeV; außerdem wird das Energiespektrum der Photoneutronen aus C^{12} unter 75° gemessen. Im letzten Fall wird die Photoneutronenausbeute mit der Photoprotonenausbeute im gleichen Energieintervall verglichen. Die Ergebnisse für die Winkelverteilungen werden theoretischen Ergebnissen nach dem Quasideuteronenmodell und dem Modell eines direkten Resonanz-Kernphotoeffekts gegenübergestellt; es ergibt sich qualitative Übereinstimmung mit dem Quasideuteronenmodell. Die Rechnung nach dem direkten Resonanzphotoeffekt (ohne Berücksichtigung der magnetischen Wechselwirkungen) liefert für die Neutronen keine Verschiebung nach vorn, wie sie experimentell unabhängig von der Nukleonenladung auftritt.

Vogel.

—760 **N. A. Burgow, G. W. Daniljan, B. S. Dolbilkin, L. J. Lasarewa und F. A. Kolajew.** *Über die Feinstruktur der Riesenresonanz.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1811-1814, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Ausbeutekurven von Photokernreaktionen zeigen im Gebiet der Riesenresonanz für leichte Kerne Knicke, deren Lage und Größe von der untersuchten Substanz abhängen. Zur Erklärung nimmt man einzelne schmale Resonanzpeaks im Querschnitt für die Kernabsorption von γ -Quanten in diesem Energiegebiet. Die Summe der integralen Querschnitte dieser Resonanzen ist vergleichbar mit dem gesamten integralen Querschnitt. Die Angaben über ihre Breiten Γ sind widersprüchlich. Vff. wollen die Existenz dieser Resonanzen direkt nachweisen und untersuchen dazu die Feinstruktur der Riesenresonanz nach der Methode der vollständigen Absorption. Es werden vorläufige Ergebnisse an C mitgeteilt. Trotz großer Meßfehler ist ein Peak im Querschnitt um 22,2-22,5 MeV deutlich zu sehen. Eine Abschätzung des integralen Querschnitts des Peaks unter der Annahme, daß zwischen 22,2 und 22,5 MeV der ganze Querschnitt auf Resonanz beruht, liefert 9 MeV · mbarn, was früheren Abschätzungen nicht widerspricht. Die gemessene Breite ist etwa 150 keV; der mittlere Absorptionsquerschnitt für das ausgemessene Energieintervall 22,2-22,5 entspricht mit 22 mbarn den früheren Werten für die (γ, n) - und (γ, p) -Reaktionen an C. Die vorläufigen Messungen zeigen die Brauchbarkeit der entwickelten Methode für Feinstrukturuntersuchungen der Riesenresonanz.

Vogel.

—761 **J. W. Orlow.** *Zur Theorie des direkten Kern-Photoeffekts.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1834-1836, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei den Erklärungen des Mechanismus des direkten Kern-Photoeffektes, angefangen bei JENSEN und COURANT, wird die Wechselwirkung eines einfliegenden Nukleons mit dem Kern entweder gar nicht oder in sehr vereinfachter Form berücksichtigt; das gilt speziell für die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Vf. gibt einen Ausdruck für den Querschnitt des direkten Kern-Photoeffekts in der Dipolnäherung auf Grund des Schalenmodells mit jj-Kopplung unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung an. Die Wechselwirkung des einfliegenden Nukleons mit dem Kern wird durch ein komplexes Potential des optischen Potentials beschrieben. Gerechnet wird in nicht-

relativistischer Näherung bezüglich der Nukleonen unter Beschränkung auf Kerne mit einer abgeschlossenen Unterschale (mit gegebenen Quantenzahlen n, j, l) oder mit einem Nukleon oder einem Loch außerhalb einer vollen Unterschale. Für die auftretenden Koeffizienten lässt sich im einfachsten Fall eines stoßenden Neutrons mit einem Rechteckpotential der Kernwechselwirkung (reell für das Anfangs-, komplex für das Endneutron) ein analytischer Ausdruck finden, der allerdings wieder nur ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung dargestellt werden kann. Um die Rolle des Imaginärteils des Potentials zu klären, wurden numerische Rechnungen für eine (γ, n) -Reaktion am C^{12} angestellt. Die Ergebnisse zeigen, wie wichtig die Absorption der Neutronen des Kontinuums innerhalb des Kerns ist. Ein Imaginärteil im Wechselwirkungspotential vermindert erwartungsgemäß den Querschnitt für den Photoeffekt. **Vogel.**

11-762 J. D. Machnowski. *Die (γ, p) -Reaktion an Au^{197} .* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 95-99, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Protonenausbeuten, die man beim Beschuß schwerer Elemente ($Z > 70$) mit Bremsstrahlung mit $E_{\max} \approx 23$ MeV mißt, sind um 2-3 Größenordnungen höher als nach der statistischen Theorie der Kernreaktionen; auch die Spektren der Photoprotonen widersprechen dieser Theorie. Die Energieverteilungen nach der Theorie des direkten Photoeffekts von COURANT beschreiben für Kerne wie Bi^{209} , Ta^{181} und Pb^{208} qualitativ gut die Messungen, weichen aber quantitativ um Faktoren zwischen 3 und 13 von der Messung ab. Um die Diskrepanzen der Werte für Au mit beiden genannten Theorien zu klären, maß Vf. die Energie- und Winkelverteilung der Photoprotonen aus Au^{197} mit Bremsstrahlung von $E_{\max} = 22,5$ MeV. Die Ergebnisse werden außer mit der statistischen Theorie und der COURANTSchen Theorie des direkten Photoeffekts mit Rechnungen nach der Theorie der direkten Resonanzemission der Nukleonen verglichen, welche die Schalenstruktur des Kerns berücksichtigen. Die letzteren beschreiben die Ergebnisse am besten. Speziell entspricht die Winkelverteilung recht gut der nahezu isotropen Verteilung ($d\sigma \sim 1 + 0,17 \sin^2 \Theta$) für $d \rightarrow p$ -Übergänge. In der Energieverteilung kommt das Maximum um $E_p \approx 11$ MeV in Lage, Höhe und Breite theoretisch gut heraus, während die beiden anderen Theorien völlig falsche Ergebnisse liefern. **Vogel.**

11-763 J. B. Bashanow. *Ausbeutekurven für Photoprotonen aus dem Kern C^{12} .* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 267-269, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Mit Hilfe des früher beschriebenen Szintillationsteleskops (J. exp. theor. Phys. **35**, 322, 1958) wurde die Abhängigkeit der Photoprotonenausbeute von der Maximalenergie des benutzten γ -Bremsspektrums für den Kern C^{12} untersucht. Die Ausbeutekurven wurden gleichzeitig für drei Intervalle der Protonenenergie aufgenommen: 18,6-24,2 MeV; 24,2-29,9 MeV und 29,9-38,7 MeV (mittlere Energien: 21,4; 27,0 und 34,3 MeV). Alle Messungen beziehen sich auf einen Winkel $\Theta = 57,5^\circ$ zur Richtung des γ -Bündels bei einer maximalen Winkelauflösung des Teleskops von $\pm 6,0^\circ$. Das Target (Dicke 150 mg/cm²) lag senkrecht zum Strahl. Die absoluten γ -Dosen durch das Target wurden bei jeder Maximalenergie des γ -Spektrums mit einer dickwandigen Cu-Ionisationskammer gemessen (Eichung mit einem Kalorimeter). Die Empfindlichkeit der Kammer hing im benutzten Energiebereich so gut wie nicht von der Maximalenergie des γ -Spektrums ab. Die Meßkurven wurden nach der Methode von PENFOLD und LEISS in Querschnittskurven transformiert. Zum Nachweis eines zweiten Maximums des Querschnitts (um 70-80 MeV) reicht die statistische Genauigkeit nicht aus; jedoch ist die Existenz eines „langen Schwanzes“ bei hohen Energien sehr wahrscheinlich. Dort besteht befriedigende Übereinstimmung mit Rechnungen von DEDRICK (Ber. **35**, 2014, 1956) nach dem Quasideuteronenmechanismus der γ -Kern-Wechselwirkung. Das breite Maximum bei ziemlich tiefen Energien soll z. T. auf der Reaktion $C^{12}(\gamma p)B^{11}$ beruhen; dafür spricht die Übereinstimmung mit Rechnungen von SCHKLJAREWSKI (Ber. Nr. 3-855) in den Schwellenwerten (Wechselwirkung des Quants mit Einzelnukleon oder Kernrest, Modell unabhängiger Teilchen, Potential des harmonischen Oszillators). **Vogel.**

11-764 W. W. Havens Jr., E. Melkonian, L. J. Rainwater and J. L. Rosen. *Resonance fission widths of U^{235} for levels from 6 ev to 50 ev.* Phys. Rev. (2) **116**, 1538-1543, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (New York, N. Y., Columbia Univ.) Die Energievariation des totalen und des Spaltungswirkungsquerschnittes von U^{235} wurde mit dem Nevis-Synchro-

cyclotron-Neutronengeschwindigkeits-Spektrometer gemessen. Spaltungsbreiten für die meisten der Niveaus bis zu 50 eV wurden aus diesen Messungen abgeleitet. Die Verteilung der 38 bekannten Spaltungsbreiten zeigt, daß die Anzahl der für die Spaltung zur Verfügung stehenden Kanäle zwischen eins und vier liegt. Die wahrscheinlichste Zahl ist zwei. Wenn Γ_i für die zwei möglichen Spinrichtungen des Zwischenkerns verschieden sein sollte, kann das Ergebnis sich nicht um mehr als eine Größenordnung ändern.

Leisinger.

—765 **H. W. Schmitt and R. B. Murray.** *Neutron-induced fission cross section of Np^{237} .* Phys. Rev. (2) **116**, 1575—1577, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Die neutroneninduzierte Spaltung von Np^{237} wurde durch Messung des Wirkungsquerschnittes im Energiebereich von 0,9 bis 8,0 MeV untersucht. Die Messungen oberhalb 1,7 MeV wurden relativ zum Wirkungsquerschnitt der Spaltung von U^{238} unter Benutzung einer 2π -Zählung von dünnen Proben in einer Gitter-Ionisationskammer gemacht. Im Energiebereich 0,9 bis 2,8 MeV wurde die Energieabhängigkeit der Spaltung von Np^{237} relativ zur Reaktion $T(p, n)He^3$ gemessen. Die Ergebnisse zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt von einer Energieschwelle ab zu einem Maximalwert von 1,75 barns bei ca. 2 MeV ansteigt und auf 1,40 barns bei ca. 5 MeV abfällt; bei 8 MeV steigt der Wirkungsquerschnitt wieder auf 2,14 barn. Die geschätzte Ungenauigkeit in der Bestimmung des Spaltungswirkungsquerschnitts ist 7%.
Leisinger.

—766 **P. C. Stevenson, H. G. Hicks, J. C. Armstrong jr. and S. R. Gunn.** *Calorimetric determination of the average total kinetic energy of fragments from fission of U^{235} and U^{238} by 14-Mev neutrons.* Phys. Rev. (2) **117**, 186—191, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (Livermore, Calif., Univ., Lawrence Radiat. Lab.) Mit 14 MeV-Neutronen wurden U^{235} - und U^{238} -Kerne bombardiert und mit der bekannten, aber etwas verbesserten calorimetrischen Methode die totale kinetische Energie der Spaltfragmente bestimmt. Sie beträgt für den U^{235} -Kern 174 ± 4 MeV und für den U^{238} -Kern 175 ± 2 MeV. Für die beiden genannten Kärner und 14 MeV-Neutronen wurde die Spaltausbeute für die Bildung des Mo^{99} -Kernes zu $5,01 \pm 0,15\%$ bzw. $5,86 \pm 0,16\%$ gemessen.
W. Kunz.

—767 **Justo Diaz, Selig N. Kaplan, Burns MacDonald and Robert V. Pyle.** *Fission of U^{238} induced by μ^- -capture.* Phys. Rev. Letters **3**, 234—235, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Lawrence Rad. Lab.) Nach WHEELER können μ^- -Mesonen auf zwei verschiedene Weisen in U^{238} Spaltungen hervorrufen: Einmal prompte Spaltung durch nicht strahlenden Übergang des mesischen Atoms in den 1 s-Zustand, zum anderen durch Einfang in den Kern, dann aber mit der für die Bremsung von μ^- -Mesonen in U^{238} charakteristischen Halbwertszeit. Diese Zeitdifferenz erlaubt die Messung des Verhältnisses beider möglichen Prozesse. Es wurden vorläufige Ergebnisse solcher Messungen angegeben, die zeigen, daß der Anteil der Spaltungen auf Grund eines nichtstrahlenden Übergangs von μ^- -Mesonen in die kleinste BOHRsche Bahn $5,6 \pm 2,7\%$ beträgt.

G. Weber.

—768 **G. N. Smirenkin.** *Vergleich zwischen den effektiven Temperaturen der Neutronenreaktoren, die bei der Spaltung von U^{235} und Pu^{239} durch schnelle und thermische Neutronen initiiert werden.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1822—1824, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Abhängigkeit des Spektrums momentaner Neutronen von der Anregungsenergie des gealteten Kerns wird im wesentlichen durch einen Parameter, die effektive Temperatur T_{eff} beschrieben, die den exponentiellen Abfall der Neutronenausbeute mit Energien oberhalb etwa 2 MeV kennzeichnet. Steigt man die Energie der spaltenden Neutronen um 1 MeV, so wäre ein Anstieg von T_{eff} um 1,5—2% zu erwarten; die Messungen bestätigen dies jedoch nicht. Die Änderung ist wesentlich kleiner. Vf. bestimmte dT_{eff}/dE_n nach der Methode der Schwellenindikatoren. Die Ergebnisse sind um den Faktor 5—2 kleiner als der nach der Vorstellung eines entarteten FERMI-Gases der Nukleonen im Kern zu erwartende Wert. Offenbar wird die Anregungsenergie nicht gleichmäßig auf alle Nukleonen verteilt; ein Teil wird zur Zerstörung der Schalenstruktur und zur Nukleonenverdampfung aufgewandt. Die Kerntemperatur T hängt also schwächer als $\sqrt{E_n}$ von der Anregungsenergie ab. Quantitativ ergab sich $dT_{eff}/dE_n = 0,008 \pm 0,004$ für U^{235} und $0,01 \pm 0,004$ für Pu^{239} ; etwa die Hälfte des Fehlers beruht auf der Ungenauigkeit der Annahmen über die Verteilung der Spaltungen durch schnelle und langsame

Neutronen; der Beitrag der Spaltungen durch Spaltungsneutronen und unelastisch gestreute Neutronen mit verminderter mittlerer Energie wurde berücksichtigt.

Vogel.

11-769 A. I. Obuchow. *Zur Asymmetrie der Spaltung von Urankernen bei hohen Protonenenergien.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 271-274, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vf. nimmt Bezug auf die Spaltung des U bei niedrigen Einschüßenergien mit der zweigipfligen Massen-Ausbeutekurve der Fragmente; mit wachsender Energie steigt der Beitrag symmetrischer Spaltungen, bis die Kurve eingipflig wird und sich gleichzeitig etwas verbreitert. Bei 660 MeV-Protonen ist dagegen die Anzahl der weglängen-asymmetrischen Spaltungen etwas gestiegen. Vf. untersucht die Weglängenasymmetrie der Fragmente von U-Kernen in Kernemulsionen mit 460- und 660-MeV-Protonen (die Weglängenasymmetrie entspricht i. a. der Massenasymmetrie). Zwischen 460 und 660 MeV wächst der Beitrag stark asymmetrischer Spaltungen. Dies wird nach dem Tröpfchenmodell diskutiert, das die geringste Schwelle für die symmetrische Spaltung liefert, aber infolge der Unterschiede in der Deformationsenergie doch eine positive Differenz der Aktivierungsenergien für asymmetrische bzw. symmetrische Spaltungen liefern kann, woraus nach der statistischen Theorie eine Zunahme des asymmetrischen Beitrages mit der Kerntemperatur, also der mittleren Anregungsenergie folgt. Mit einer Anregungsenergie aus Energie- und Impulssatz unter der Annahme, daß der Impuls der Kaskadenteilchen von einem Teilchen in Einfallsrichtung der Protonen abtransportiert wird, berechnet Vf. die Beiträge der asymmetrischen ($\Lambda = 67$) und fast symmetrischen ($\Lambda = 115$) Spaltungen für Protonen mit 70-340 MeV. Der Vergleich mit dem Experiment liefert eine Differenz der Aktivierungsenergien von 8 MeV. Vogel.

11-770 S. M. Polikanow und J. T. Tschuburkow. *Über die Bildung des Isomers Cd^{115m} bei der Spaltung von Gold unter Einwirkung schwerer Ionen.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 295 bis 296, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Beim Beschuß mit schweren Ionen entstehen angeregte Compound-Kerne mit großem Drehimpuls, deren Rotation bei der Spaltung zu einer anisotropen Winkelverteilung der Fragmente führt, ferner von Einfluß ist auf die Isomerenausbeute unter den Fragmenten. Vf. versuchen die Abhängigkeit dieser Ausbeute vom Gesamtdrehimpuls des gespaltenen Kerns zu klären. Es werden die Ausbeuten von Cd^{115} und Cd^{115m} beim Beschuß von Au mit den Ionen von C^{12} , N^{14} und O^{16} verglichen. Eine Goldfolie von 13μ wurde im 150 em-Zyklotron mit 102 und 85 MeV-O- bzw. 78 und 64 MeV-C-Ionen bzw. 89 MeV-N-Ionen mit Stromstärken von $0,2-0,5 \mu A$ 2-3 h lang beschossen und danach in Königswasser aufgelöst. Das als CdS abgeschiedene Cd wurde an Hand seiner β -Strahlung auf seine Reinheit kontrolliert. Ohne Berücksichtigung der etwa 30% Cd^{115} , die sich aus Ag^{115} bilden, ändert sich das Ausbeuteverhältnis für eine Variation von I_{max} von 500 auf 3000 nur sehr schwach (von 0,64 auf 0,43).

Vogel.

11-771 J. Robb Grover. *Mass assignments and some decay characteristics of Gd^{145} , Eu^{145} , Gd^{146} and Eu^{146} .* Phys. Rev. (2) **116**, 406-412, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab., Chem. Dep.) Die genannten Nuklide wurden durch Beschuß von Sm^{144} durch 20- bis 40-MeV-IIe-Ionen erzeugt. Die Halbwertszeiten (in obiger Reihenfolge) sind: 25 ± 2 min; $5,6 \pm 0,3$ d; 46 ± 2 d; $4,4 \pm 0,1$ d. Die Massenzahlen wurden nach den Anregungsfunktionen und auf Grund chemischen Verhaltens zugeteilt, ausgehend vom bekannten Eu^{145} . Wichtigste γ -Linien bei Gd^{145} : 0,80; 1,03; 1,75; bei Eu^{145} : 0,53; 0,64; 0,89; bei Gd^{146} : 0,114, 0,153; bei Eu^{146} : 0,63; 0,74 (je MeV). Jedes Spektrum enthält dazu eine starke K-Linie. Gd^{145} emittiert Positronen mit rd. $2,4 \pm 0,2$ MeV Endpunktenergie. W. Schneider.

11-772 R. G. Wilson and M. L. Pool. *Radioactive decay of lutetium-174.* Phys. Rev. (2) **117**, 517-519, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (Columbus, O., Univ., Dep. Phys. Astr.) Ytterbiumoxyd, welches Yb^{174} zu 98,4% angereichert enthielt, wurde mit 6 MeV-Protonen bestrahlt. Eine 165 Tage Lu^{174} -Aktivität wurde festgestellt. Dieser Körper sendet keine β -Strahlen aus. Zwei γ -Quanten mit 76,6 keV und 1228 ± 3 keV wurden gefunden. Sie werden in Kaskade emittiert. Die Intensitäten der K-Röntgenstrahlung, der 76,6 keV und der 1228 keV γ -Quanten verhalten sich wie 100:6,2:10,7. Dem Grundzustand

b^{174}) dem 76,6 keV und dem 1305 keV-Niveau können die Spins $0+, 2+, 0+$ zugeschrieben werden, während Lu^{174} den Spin $1-$ hat. Die gefundenen Niveaus werden weils zu 31%, 59% und 10% durch Elektroneneinfang gebildet. W. Kunz.

-773 R. G. Wilson and M. L. Pool. *Radioactive decay of lutetium 173*. Phys. Rev. (2) 7, 807-810, 1960, Nr. 3. (1. Febr.) (Columbus, Ohio, Univ., Dep. Phys. Astronom.) Terbiumoxyd, welches Yb^{173} zu 92,6% angereichert enthielt, wurde mit 6 MeV- γ -Strahlung bestrahlt. Eine Lu^{173} -Aktivität mit 625 ± 50 Tagen Halbwertszeit wurde gefunden. Folgende γ -Linien sind diesem Körper zugeschrieben: $79 \pm 1, 101 \pm 1, 172 \pm 2, 2 \pm 2, 349 \pm 4, \sim 450, 556 \pm 4, 630 \pm 4$ keV. Zusätzlich wurden im γ - γ -Koinzidenzspektrum 2 Linien mit 179 und 282 keV gefunden. Positronen wurden nicht festgestellt. Die gefundenen γ -Linien lassen sich in ein Zerfallsschema mit den Niveaus: Grundzustand, 78,7 keV, 179,5 keV, 351,1 keV, 633 keV gut einordnen. Diesen Niveaus können die Spins $5/2-, 7/2-, 9/2-, 7/2+$ und $5/2+$ zugeordnet werden, während Lu^{173} $9/2-$ hat. Die gefundenen Niveaus werden beginnend vom 78,7 keV-Niveau mit 0%, 24%, 35% und 4% durch Elektroneneinfang angeregt. W. Kunz.

-774 S. Wexler, G. R. Anderson and L. A. Singer. *Isomeric effects in fragmentation beta decay. Mononitrated propanes and toluenes*. J. chem. Phys. 32, 417-427, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab., Phys. Div.) Durch GRIGNARD-Reaktionen mit T_2O wurde Propan mit T an primärer oder sekundärer Stelle und Toluol mit T ortho-, meta-, para- oder alpha-Position hergestellt. Die Spektren der positiv geladenen Bruchstücke, die infolge des β -Zerfalls des T entstehen, wurden massenspektrometrisch untersucht. Ionen, die 4, 5 oder 6-C-Atome enthielten, traten nicht auf. Die Masse der Bruchstücke war sehr groß, die Spektren der beiden Propane und der vier Toluole jedoch unter sich sehr ähnlich, dagegen unterscheiden sie sich stark von den bei Elektronenstoß erhaltenen. Die sekundären Reaktionen, wie Wanderung von H-Atomen, Ablösunglose Übergänge, sonstige Umordnungen der angeregten Ionen, scheinen also von großer Bedeutung zu sein. Die Zersetzungsschemata des T-Propanen werden diskutiert, ferner die Verteilung der Anregungsenergien im Tochter-Molekülion ($\text{C}_3\text{H}_7\text{He}^3$)+. M. Wiedemann.

-775 W. P. Pereygin, J. D. Donjez und G. N. Fljorow. *Versuche zur Gewinnung eines neuen Fermium-Isotops*. Sh. exp. teor. Fis. 37, 1558-1563, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Ein-Isotope mit $A < 250$ müssen nach der üblichen Systematik sehr kleine Lebensdauern haben, so daß eine chemische Abtrennung nach den üblichen Verfahren nicht in Frage kommt, sondern nur eine Gewinnung in Reaktionen mit geladenen Teilchen (der sukzessive Neutroneneinfang führt nicht zum Ziel). Vfl. bauen leichte Fm-Isotope durch Beschuß von U^{238} mit fünfwertigen O^{16} -Ionen auf, die in einem 150 cm-Zyklotron auf ~ 98 MeV monochromatisch beschleunigt werden. Die Untersuchung der α -aktiven Wechselwirkungsprodukte liefert den Beweis für die Synthese eines neuen Isotops Fm^{249} mit einer Halbwertszeit von etwa 150 s und einer α -Energie von $7,9 \pm 0,3$ MeV. werden die Anregungskurven für Reaktionen mit Emission von 4 bzw. 5 Neutronen im Energieintervall 84-98 MeV angegeben. Eine Methode zur Identifizierung derotope von Transuranen beruht auf der Registrierung gekoppelter α -Zerfallsketten in einemulsionen. Vogel.

-776 G. N. Fljorow, S. M. Polikanow, A. S. Keramjan, A. S. Kassjuk, D. M. Parfano-sch, M. I. Tarantin, W. A. Karnauchow, W. A. Druin, W. W. Wolkow, A. M. Semtinowa, J. Z. Oganesjan, W. I. Chalisew, G. I. Chlebnikow, B. F. Mjassojedow und A. Gawrilow. *Versuche zur Herstellung des Elements mit der Ordnungszahl 102*. Sh. exp. teor. Fis. 38, 82-94, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Wegen der Abnahme der Lebensdauer bei α -Zerfall und spontane Spaltung mit zunehmendem Z lassen sich nur Kerne bis zum Fermium durch sukzessiven Neutroneneinfang mit β -Zerfall aufbauen. Auch bei Nutzung schwerer Ionen sind die Bildungsquerschnitte für die höheren Transurane sehr klein. Der immer schnellere Zerfall erschwert außerdem die Identifizierung mit den üblichen Mitteln. Vfl. geben einen Überblick über frühere Syntheseversuche, deren Ergebnisse nicht reproduziert werden konnten, und über eigene Versuche, die im Herbst 1957 die ersten Ergebnisse lieferten (Beschuß von Pu^{241} und Pu^{239} mit 100 MeV- O^{16} -Ionen) und ergab eine α -Strahlung mit mehr als 8,5 MeV, die von No-Isotopen mit Massen-

zahlen zwischen 251 und 253 stammten (Dokl. A. N. SSSR **120**, 73, 1958). Nachdem GHIORSO u. a. (Phys. Rev. Letters **1**, 18, 1958) durch Beschuß von Cm^{246} mit C^{12} das Isotop No²⁵⁴ erzeugt hatten, das in 3 s durch α -Zerfall in Fm^{250} übergeht, bringen Vff. die Ergebnisse zusätzlicher Versuche aus dem Jahre 1958 zur genaueren Bestimmung der Größe für das von ihnen gewonnene No-Isotop und zur genaueren Untersuchung des Hintergrundes. Methodik des Experiments: Ionenbeschleunigung; Methode der Rückstoßkern-Apparatur zum Beschuß des Targets und zur Registrierung des α -Zerfalls der Reaktionsprodukte, Herstellung der Plutoniumtargets; Emulsionen zur Registrierung der α -Teilchen. Untersuchung der Gefahr einer Verunreinigung der Pu-Targets durch Bi und andere leichtere Elemente: Kontrollversuche zum Beschuß von Hg und Tl mit O-Ionen, Bi mit C-Ionen, Pb mit O-Ionen. Ergebnisse des Beschusses von Pu^{241} und Pu^{239} mit O-Ionen und Diskussion.

Vogel.

11-777 Morris A. Wahlgren and W. Wayne Meinke. *Isomeric state of platinum-199*. Phys. Rev. (2) **115**, 191-193, 1959, Nr. 1. (1. Juli.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Dep. Chem.) Ein isomerer Zustand des Platin-199 wurde durch Einstrahlung thermischer Neutronen auf normale und angereichert Platinproben erzeugt. Das Isomer zerfällt mit einer Halbwertszeit von $(14,1 \pm 0,3)$ sec durch Emission einer γ -Strahlung der Energie (32 ± 2) keV und (393 ± 2) keV. Der Aktivierungs-Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen im Pt^{198} beträgt für die Bildung dieses Isomers $(0,0028 \pm 0,003)$ barn. Versuchsweise werden Niveaubestimmungen durchgeführt, die mit der Systematik und der Schalentheorie im Einklang sind.

Allkofer.

11-778 M. Birk, G. Goldring and Y. Wolfson. *Lifetimes of 2^+ rotational states*. Phys. Rev. (2) **116**, 730-733, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Rehovoth, Isr., Weizmann Inst. Sci.) Mittels gepulster Protonenquelle und Zeitanalysator wurde die mittlere Lebensdauer der 2^+ -Rotationszustände der Kerne Nd, Sm, Gd, Er, Dy, Hf und W gemessen. Anwesenheit prompter Protonen-Bremsstrahlung verlangte genauere Untersuchung der Zeitverteilung als bei der üblichen Bestimmung mittels Schwerpunktverschiebung. Wegen der zu fordernden Genauigkeit und Driftfreiheit wurde der Strahl abwechselnd auf zwei Auffänger gegeben; einer davon enthielt die Meßprobe, der andere Kontrollsubstanz (Ta bzw. Ho mit $\tau \sim 5 \cdot 10^{-11}$ s). Eine τ -Kontrollmessung an B^{10} ergab in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen $\tau = (0,94 \pm 0,05) \cdot 10^{-9}$ s. Diskutiert wurde die Möglichkeit, mittels τ die mittlere Übergangswahrscheinlichkeit $B(E 2)$ für $2^+ \rightarrow 0^+$ zu bestimmen.

W. Schneider.

11-779 G. T. Wood. *Directional and polarization correlation measurements on Eu^{152m}* . Phys. Rev. (2) **116**, 1499-1504, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (Copenhagen, Denm., Univ. Inst. Theor. Phys.) Die Spins und Paritäten des 1511 keV-Niveaus in Sm^{152} und des 1315 keV-Niveaus in Gd^{152} werden diskutiert. Dabei wird ausgegangen von Messungen der Richtungskorrelation und der Polarisationskorrelation an den γ - γ -Kaskaden 1389 - 122 keV und 970 - 34 keV, die dem Zerfall des 9 h-Isotops Eu^{152m} folgen. Beiden Niveaus wurden Spin und Parität 1- zugeschrieben. Um die Apparatur zu prüfen, wurden auch Richtungskorrelations- und Polarisationskorrelationsmessungen an Kaskaden gemacht, die von früheren Messungen her bekannt waren. Dies waren die Kaskaden 842-122 keV (aus dem 9 h- Eu^{152m}) und 1409 - 122 keV (aus dem 12 a- Eu^{152} in Sm^{152}).

Ottinger.

11-780 D. P. Mann, W. W. Watson, R. E. Chrien, R. L. Zimmerman and R. I. Schwartz. *Total neutron cross section of xenon and krypton*. Phys. Rev. (2) **116**, 1516 bis 1520, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (New Haven, Conn., Univ.; Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Durch thermische Diffusion der Gase wurde eine Anreicherung der Isotope ^{129}Xe (ca. 57%), ^{136}Xe (27%) und ^{80}Kr (etwa 50%) erreicht. Diese Proben wurden in spezielle Behälter eingeschlossen, dort auf Schichten von etwa 3,3 g/cm² konzentriert und der Bestrahlung durch Neutronen im Reaktor ausgesetzt. Bei Krypton wurden Neutronenbreiten und Isotopenzuordnung für folgende Niveaus bestimmt: 27,9 eV in ^{83}Kr ; 39,8 eV in ^{82}Kr ; 106 eV in ^{80}Kr ; 233 eV in ^{83}Kr ; 519 eV in ^{84}Kr ; 580 eV in ^{84}Kr und 760 eV entweder in ^{78}Kr oder in ^{80}Kr . Die Gesamtbreiten und die Strahlungsbreiten wurden für die Niveaus 27,9 und 106 eV ermittelt. Beim Xenon wurden neu Resonanzen in ^{124}Xe bei 5,2 eV, in ^{129}Xe bei 9,5 und 92,0 eV, in ^{131}Xe bei 14,1, 46,0 und

,0 eV gefunden sowie eine Resonanzstelle bei 126 eV, die einem der Isotopen mit den Massen 128, 129 oder 130 zugeordnet werden kann.

Kaul.

-781 **J. Vorona, J. W. Olness, W. Haeberli and H. W. Lewis.** *Levels of P^{29} from $^{28}(p, p) Si^{28}$ and $Si^{28}(p, p') Si^{28}$.* Phys. Rev. (2) **116**, 1563-1571, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (Durham, N. Carol., Univ.) Differentielle Querschnitte für elastische und unelastische Protonenstreuung an Si^{28} sind gemessen worden bei Streuwinkeln im Schwerpunktssystem von $167,7^\circ, 141,3^\circ, 90,0^\circ$ und $54,7^\circ$ für Protonenenergien zwischen 1,4 und 3,8 MeV. Resonanzen wurden beobachtet bei 1,66, 2,09 und 2,88 MeV, zusätzlich zu den Resonanzen bei 3,10, 3,34, 3,58 und 3,71 MeV, die Niveaus in P^{29} entsprechen, über die schon früher von anderer Seite Untersuchungen an den γ -Strahlen von $Si^{28}(p, p' \gamma) Si^{28}$ gemacht worden waren. Differentielle Querschnitte und Winkelverteilungen für inelastische Streuung mit Anregung des ersten Niveaus von Si^{28} bei 1,78 MeV wurden ebenfalls gemessen mit Protonenenergien über 3 MeV. Die Messungen wurden gemacht an SiI_4 Targetgas. Die Daten der elastischen Streuung wurden analysiert mittels der Einzelteilchenanregung der Dispersionstheorie, um die Resonanzparameter zu bestimmen. Daraus, zusammen mit der Interpretation der Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilung bei inelastischer Streuung, ergab sich die folgende Zuordnung von Resonanzen (in MeV), Spins und Paritäten für die Resonanzniveaus von P^{29} : 1,660 ($3/2^-$); 1,90 ($1/2^+$); 2,88 ($1/2^-$); 3,100 ($5/2^-$); 3,337 ($3/2^+$); 3,575 ($3/2^-$); 3,711 ($3/2^+$). Die große indizierte Breite der p-Wellen-Resonanz für elastische Streuung bei 1,660 und 2,88 MeV deutet darauf hin, daß diese Niveaus Einzelteilchenanregungen von P^{29} entsprechen.

Ottinger.

-782 **N. d'Angelo.** *Excited levels in Mn^{56} .* Phys. Rev. (2) **117**, 510-513, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Mit einer aus zwei Plastik-Szintillatoren bestehenden Koinzidenzanordnung wurden die Halbwertszeiten der drei ersten angetretenen Niveaus des Mn^{56} -Kernes bestimmt, wobei die Niveaus durch die Reaktion $Mn^{56}(n, \gamma)$ erzeugt wurden. Die Halbwertszeiten der Niveaus: - 26 keV, 109 keV und 200 keV wurden gefunden zu: $10,7 \pm 2$ μ sec, $24,9 \pm 0,6$ μ sec und $\leq 0,5$ μ sec. Daraus kann folgende vertretbare Spinzuordnung für diese Niveaus abgeleitet werden: $-1, +, 2, +$. Die verwendete Meßtechnik ist besonders in den Fällen anwendbar, wenn die Niveaus beim β -Zerfall nicht angeregt werden.

W. Kunz.

-783 **S. S. Yamamoto and F. E. Steigert.** *Low-lying levels in P^{30} .* Phys. Rev. (2) **117**, 535-537, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (New Haven, Conn., Univ.) Mit Hilfe von Kernphototetten wurde die Reaktion $Al^{27}(\alpha, n) P^{30}$ untersucht. Die α -Energie, mit der das Al^{27} -Target beschossen wurde, betrug 8,15 MeV. Die folgenden Niveaus wurden gefunden: Grundzustand, 0,26 MeV; 0,89 MeV; 1,73 MeV; 2,26 MeV. Die entsprechenden Q-Werte betragen: $-2,70 \pm 0,06$; $-2,96 \pm 0,06$; $-3,59 \pm 0,06$; $-4,43 \pm 0,04$; $-4,96 \pm 0,04$. Die gefundenen Niveaus können folgende Isobarenspins zugeordnet werden: $1; 0; -1; 0; 0$.

W. Kunz.

-784 **Ralph A. James and Carleton D. Bingham.** *Isomeric states of Nd^{141} and Sm^{143} .* Phys. Rev. (2) **117**, 810-811, 1960, Nr. 3. (1. Febr.) (Los Angeles, Calif., Univ., Dep. Chem.) Zwei neue, bisher unbekannte Isomere Nd^{141m} und Sm^{143m} wurden gefunden. Die Bildung dieser Aktivitäten erfolgte durch (p, n) -Reaktionen ($E_p = 16$ MeV) bzw. durch (p, pn) -Reaktionen ($E_p = 20,6$ MeV). Der Nd^{141m} -Körper ist durch $T_{1/2} = 63,9 \pm 1,1$ sec; $E\gamma = 0,76 \pm 0,01$ MeV; der Sm^{143m} -Körper durch $T_{1/2} = 137 \pm 2$ sec; $E\gamma = 0,68 \pm 0,01$ MeV gekennzeichnet. Für den bekannten Ce^{139m} -Körper wurde bestimmt: $T_{1/2} = 54,2 \pm 1,1$ sec; $E\gamma = 0,74 \pm 0,01$ MeV.

W. Kunz.

-785 **E. Bashandy and J. Lindskog.** *A measurement of the lifetime of the first excited state in Tl^{200} .* Ark. Fys. **16**, 227-229, 1960, Nr. 3. (20. Jan.) (Uppsala, Univ., Inst. Phys.) Ein Elektron-Elektron Koinzidenz-Spektrometer (Szintillationsplaste; SEV: 1,6810 A) und einer Koinzidenzschaltung nach BELL (Auflösung 8 μ sec) wurde die Halbwertszeit des 148 keV-Überganges von Tl^{200} neu bestimmt. Meßmethode: Koinzidenz der 148 keV-L-Konversionselektronen und der K-Elektronen des 142 keV-Überganges. Spektrometer-Transmission: 3%; Auflösung: 3% in beiden Kanälen. Gemessene Halbwertszeit: $T_{1/2} = 7,3 \pm 0,3$ μ sec. Unter der Annahme eines reinen E2-Zerfalls.

Überganges folgt für den Vergrößerungsfaktor $P_{\text{exp}}/P_{\text{theor}}$ der Übergangswahrscheinlichkeit der Wert (6,8), wenn man das Einzelteilchenmodell zugrunde legt.

K. H. Oertel

11-786 **L. Keszthelyi** and **J. Zimányi**. *On the excited levels of Pt^{192}* . Acta phys. hung. 10, 1-6, 1959, Nr. 1. (Budapest, Centr. Res. Inst. Phys., Dep. Atom. Phys.) Das Energieniveau von 784 keV des Pt^{192} zerfällt teilweise durch eine E2-Strahlung von 468 keV in einen angeregten Zustand von 316 keV, teilweise durch eine E4-Strahlung von 784 keV in den Grundzustand. Aus der hohen Intensität der 468 keV-Strahlung folgt eine Übergangszeit von 10^{-5} sec. Aus Koinzidenzmessungen wurde eine mittlere Lebensdauer des 468 keV-Überganges von $2 \cdot 10^{-8}$ sec bestimmt. Relativ zur 600 keV-Linie beträgt die Intensität des 784 keV-Überganges $0,5 \cdot 10^{-2}$, wie aus Messungen mit einem Szintillationspektrometer folgt. Aus Koinzidenzmessungen ergibt sich ein um drei Größenordnungen kleinerer Wert. Die Existenzen der 1050 und 1210 keV Linien wurden bestätigt.

Leisinger

11-787 **David E. Alburger**. *7.656-Mev EO transition in C^{12}* . Phys. Rev. Letters 3, 280-281, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab.) Mit einem „Zwischenbild“-Paarspektrometer wurde an Hand der Reaktion $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ der Übergang von C^{12} aus dem zweiten angeregten Zustand bei 7,656 MeV in den Grundzustand unter Aussendung eines e^\pm -Paares untersucht. Zwei andere Möglichkeiten für den Zerfall dieses Niveaus sind α -Emission nach Be^8 und Übergang in das erste angeregte Niveau von C^{12} unter Emission einer γ -Linie von 3,2 MeV. Das gemessene Verhältnis der e^\pm -Breite zu α -Breite $\Gamma_e^\pm/\Gamma_\alpha \approx 7 \cdot 10^{-6}$ ist ungefähr 15mal kleiner als das von COOK et al. abgeschätzte. Diese Diskrepanz röhrt wahrscheinlich von einer Unterschätzung von Γ_α her.

G. Weber

11-788 **N. M. Antonjewa**, **A. A. Baschilow** und **J. K. Kulakowski**. *Der radioaktive Zerfall des Ag^{110m}* . Sh. exp. teor. Fis. 37, 1497-1505, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) In einem magnetischen Spektrometer vom Ketron-Typ wurden das β -Spektrum und das Spektrum der Photoelektronen der γ -Strahlung des Ag^{110m} untersucht. Das β -Spektrum wurde bis 530 keV ausgemessen, außerdem wurde das Spektrum der Konversionselektronen untersucht, die den Kernübergängen mit den Energien 116 und 656 keV entsprechen. Das Spektrum der Photoelektronen zeigt über einem Kontinuum sehr viele ziemlich scharfe Linien; das Kontinuum beruht auf COMPTON-Elektronen, z. T. auch auf schnellen β -Teilchen; die Linien werden entsprechenden γ -Linien zugeordnet, deren relative Intensitäten bestimmt und mit Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen werden; die Übereinstimmung ist i. a. recht gut. Dasselbe trifft für das β -Spektrum zu. Aus den relativen Intensitäten der γ -Linien nach den Ergebnissen dieser Arbeit und der Gruppen von Konversionselektronen nach einer früheren Arbeit (Dokl. A. N. SSSR, 77, 41, 1950) wurden die Koefizienten der inneren Konversion für 14 Kernübergänge im Cd^{110} berechnet; es ergeben sich Schlüsse auf den Multipolcharakter der Strahlung. Das SIEGBAHNSche Zerfallsschema des Ag^{110m} wird revidiert.

Vogel

11-789 **R. R. Chasman** and **J. O. Rasmussen**. *Theoretical studies of the alpha decay of U^{233}* . Phys. Rev. (2) 115, 1257-1263, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ. E. O. Lawrence Radiat. Lab., Dep. Chem.) Der α -Zerfall von U^{233} (deformierter Kern mit ungerader Massenzahl) wurde mit einer numerischen Integration behandelt. Die Ergebnisse wurden mit der Theorie von BOHR, FRÖMAN und MOTTELSON sowie mit Experimenten von ROBERTS, DABBS und PARKER zur Bestimmung der Winkelverteilung von α -Teilchen aus ausgerichteten Kernen verglichen. Analytische Näherungsmethoden zur Bestimmung der Intensitäten der α -Zerfälle, die die 11/2- bzw. 13/2-Niveaus der Grundzustand-Rotationsbande von Th^{229} besetzen, wurden entwickelt.

G. Weber

11-790 **W. M. Strutinski**. *Anregung von Schwingungstermen und Coulomb-Anregung beim α -Zerfall*. Sh. exp. teor. Fis. 38, 122-133, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Nach H. und WHEELER führt die räumliche Anisotropie der Potentialschwelle in Kernen mit nichtsphärischer Oberfläche zu einer Winkelanisotropie der α -Teilchen: Die Schwellen hat in verschiedenen Richtungen verschiedene Durchlässigkeit. Die Wellenfunktion des α -Zerfalls enthält daher neben der s-Welle noch höhere Momente; entsprechend gibt

Beimischung von angeregten Zuständen des Tochterkerns mit Momenten verloren von dem des Mutterkerns. Neben diesem Effekt der Abweichung von der Sphägestalt gibt es eine Wechselwirkung des α -Teilchens mit der anisotropen Komponente des Kern-COULOMB-Feldes, die einen zusätzlichen Energie- und Drehimpulsaustausch zwischen α -Teilchen und Kern ermöglicht, auch wenn das Teilchen schon die Sphärenkraftsphäre verlassen hat (PRESTON, Ber. 29, 52, 1950; Phys. Rev. 82, 515, 1951). Deren dieser COULOMB-Anregung und der durch ein vorbeifliegendes geladenes Teilchen bestehen eine enge Verwandtschaft, nur mit dem Unterschied, daß beim α -Zerfall die Zeit „im Tunnel“ am wirksamsten ist, dagegen bei der üblichen Anregung das klassische Gebiet $r > r^*$. Die relative Wahrscheinlichkeit für die Anregung von Schwingungssternen beim α -Zerfall von gg-Kernen wird auf Grund dieser Vorstellungen berechnet. In erster Näherung kann die räumliche Anisotropie des COULOMB-Feldes des Tochterkerns vernachlässigt werden. In unmittelbarer Nähe des Kerns wird in adiabatischer Näherung gerechnet (Kernoberfläche in Ruhe während des Durchgangs des α -Teilchens durch das Hauptwechselwirkungsgebiet). Außerhalb dieses Bereiches lassen sich radiale Winkelvariable trennen. In der Näherung der quasiklassischen Störungstheorie erhält man einen Ausdruck für die Anregungsintensität des Tochterkerns durch α -Teilchen der (erlaubten) Hauptgruppe. Die Ergebnisse werden zur Analyse von Meßdaten auf die Feinstruktur des α -Zerfalls herangezogen.

Vogel.

91 **Neal Newby jr. and E. J. Konopinski.** *Nuclear states in the RaE β -decay.* Phys. (2) 115, 434–444, 1959, Nr. 2. (15. Juli.) (Bloomington, Ind., Univ., Phys. Dep.) In dieser Arbeit wird gezeigt, daß das β -transformierte Neutron vom Bi²¹⁰ höchst wahrscheinlich den Charakter $i_{11/2}$ hat trotz des $g_{9/2}$ -Charakters des Neutrons im Grundzustand Pb²⁰⁸. Dadurch entsteht ein kritischer Unterschied zu dem Parameter des RaE-Zerfalls, $\xi = i(r)/(\sigma r)$, der etwa den Wert $\xi = 1$ liefert, anstatt $\xi = -1/10$. Der Effekt der Konfigurationsmischung wird ebenfalls untersucht, hat aber keinen beträchtlichen Einfluß auf ξ . TRUE und FORD fanden, daß zwei Neutronen zusätzlich zu dem Doppel-magischen Kern Pb²⁰⁸ im Gegensatz zu Nukleonen tief im Inneren der Kernspirale fast mit derselben Stärke und Reichweite wechselwirken wie zwei freie Nukleonen. Das vorliegende Problem ist, die Ausweitung dieser wichtigen Tatsache auf die Neutronenpaare Neutron-Proton und Proton-Proton zu untersuchen. Die Erweiterung des Paar Neutron-Proton des Bi²¹⁰ ist weit komplizierter, da jetzt Triplett-Kräfte, Austauschcharakter und nichtzentrale Kräfte mit ins Spiel kommen. Man kommt zu dem Schluß, daß die Zwei-Körper-Kraft zwischen Neutron und Proton gut durch Kräfte mit Reichweite Null von der gleichen Raumenergie wie experimentell gefunden, dargestellt werden können. Tensoreffekte verschwinden in dieser Näherung identisch; man erhält so eine unzweideutige Darstellung der Feldstärke. Die Ergebnisse über die relative Stärke der Zustände mit $J = 0$ und 1 zeigen sich jetzt in perfekter Übereinstimmung mit Beobachtung. Die Konfigurationsmischung spielt bei diesem Ergebnis eine Rolle als Folge davon schließt die Arbeit eine Verallgemeinerung der Formeln von MITTEN ein für die Wechselwirkungsenergien der Kräfte mit der Reichweite Null.

Allkofer.

92 **D. R. Tilley and Leon Madansky.** *Search for positron emission in K⁴⁰.* Phys. (2) 116, 413–415, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Baltimore, Maryland, Univ.) Mit einer Koinzidenz-Koinzidenzanordnung (KI- zwischen zwei NaI-Kristallen) wurde die β^+ -Emission von K⁴⁰ untersucht und als obere Grenze $(3,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-4} \beta^+/s \cdot g$ K⁴⁰ gefunden. Danach wurde das Verhältnisquadrat der Matrixelemente für K⁴⁰- β^+ - zum β^- -Übergang zu $(M_+/M_-)^2 < 0,59 \pm 0,28$ berechnet.

W. Schneider.

93 **J. Scobie, R. B. Moler and R. W. Fink.** *Measurement of the L/K-capture ratio in the K⁴⁰ decay.* Phys. Rev. (2) 116, 657–660, 1959, Nr. 3. (1. Nov.) (Fayetteville, Ark., Dep. Chem.) Genaue Messungen des Verhältnisses von L- zu K-Einfang für einen erlaubten Übergang wurden bisher nur für die Kerne ³⁷A und ⁷¹Ge durchgeführt. Gleichzeitig beim ³⁷A-Kern gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und den Aussagen der Theorie erhalten wird, ist das gemessene L/K-Verhältnis bei ⁷¹Ge 20% größer als der theoretische Wert. Das in vorliegender Arbeit be-

stimmte Verhältnis von L/K wird mit $0,108 \pm 0,006$ angegeben, steht somit in guter Übereinstimmung mit der Theorie, die für den Kern ^{55}Fe den Wert 0,097 liefert.

Kaul.

11-794 O. E. Johnson and W. G. Smith. *Beta decay of Cd^{115m} .* Phys. Rev. (2) **11** 992-995, 1959, Nr. 4. (15. Nov.) (Lafayette, Ind., Univ., Phys. Dep.) γ -Übergänge mit $0,485 \pm 0,007$; $0,935 \pm 0,014$; $1,14 \pm 0,017$ und $1,29 \pm 0,019$ MeV wurden gemessen. Dabei sind die $0,485$ und die $0,935$ MeV- γ -Strahlungen in Koinzidenz. Eine (γ - γ)-Koinzidenz mit der $1,29$ MeV- γ -Strahlung wurde nicht beobachtet. Die Endpunktenergie des β -Überganges zum Grundzustand wird mit $1,631 \pm 0,016$ MeV angegeben. Form und Endpunktenergie der β -Gruppen in Koinzidenz mit den $0,935$ - und $1,29$ MeV- γ -Strahlungen wurden bestimmt.

Kaul.

11-795 D. C. Conway and W. H. Johnston. *Determination of the low-energy region of the tritium beta spectrum.* Phys. Rev. (2) **116**, 1544-1547, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (Lafayette, Ind., Univ., Dep. Chem.) Das Betaspektrum des Tritium wurde in einem Spektrometer mit Proportionalzähler bis herunter zu einer Energie von 200 eV gemessen. Unterhalb von $1,2$ keV zeigen die experimentellen Spektren positive Abweichungen vom theoretischen Spektrum, das auf den Abschirmeffekt und auf die Auflösung des Zählers korrigiert wurde. Verschiedene mögliche Erklärungen der Abweichung, welche bei $0,3$ keV 6,5% erreicht, werden untersucht. Eine mögliche Erklärung ist, daß die Energie, die nötig ist, ein Ionenpaar im Zählgas zu erzeugen, um einige Prozent im Energieintervall zwischen $1,2$ und $0,25$ keV anwächst.

Leisinger.

11-796 Arthur H. Snell, F. Pleasonton and John L. Need. *Charge spectrometry for K^{79} and Br^{79} .* Phys. Rev. (2) **116**, 1548-1551, 1959, Nr. 6. (15. Dez.) (Oak Ridge, Tenn., Natl. Lab.) Die Ladungsverteilung von Br^{79} und K^{79} besteht aus zwei Komponenten: die eine ist mit dem β^+ -Übergang, die andere mit dem Elektroneneinfang verbunden. Wegen instrumenteller Schwierigkeiten, blieb die relative Intensität beider Anteile unbestimmt. Nimmt man aber ein Verhältnis 9,3 für Elektroneneinfang zu β^+ , dann ist das Spektrum für die aufeinanderfolgenden Ladungen $-1, 0, +1 \dots +13$ wie folgt: 7,7; 3,7; 4,4; 4,7; 12,7; 16,0; 14,3; 13,6; 11,3; 7,7; 3,3; 0,68; 0,13; 0,054; 0,014.

Leisinger.

11-797 S. Cuperman. *Search for pseudoscalar interaction in $1/2^+ \rightarrow 1/2^-$ β -decay transition.* Phys. Rev. (2) **117**, 185-186, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (Rehovoth, Isr., Weizmann Inst., Dep. Nucl. Phys.) Die longitudinale Polarisation von Elektronen, die von Cs^{120} ($+1/2 \rightarrow -1/2$) emittiert werden, wurde durch doppelte COULOMB-Streuung ermittelt. Innerhalb des experimentellen Fehlers wurde eine v/c-Polarisation erhalten. Um den pseudoskalaren Anteil zu ermitteln, muß man die anderen nuklearen Matrixelemente kennen. Sie wurden aus dem nuklearen Schalenmodell und dem Einzelteilchen j-j-Kopplungsmodell genommen. Unter der Annahme $C_s = C_t = 0$, Zweikomponentenelektroneneinfangtheorie, linkshändigem Neutrino, Invarianz gegen Zeitumkehr und einer oberflächenhalte Ladungsverteilung findet man: $|x|^2 \leq 4,4 \cdot 10^{-2} (C_p/C_a \approx 0)$, wo $x = - (C_p/C_a) [\beta \beta \gamma_5/\sigma \tau]_p$ (p = Kernradius) ist.

Leisinger.

11-798 H. Daniel, G. Schupp and E. N. Jensen. *Continuous electron spectrum accompanying K-capture.* Phys. Rev. (2) **117**, 823-827, 1960, Nr. 3. (1. Febr.) (Ames, Iowa, Univ. of Sci. Technol., Dep. Phys., Inst. Atom. Res.) Das den Elektroneneinfang eines Cs^{131} -Körpers begleitende kontinuierliche Elektronenspektrum wurde auf zwei verschiedene Arten beobachtet, indem folgende Koinzidenzen nachgewiesen wurden: 1. Zwischen einem Elektron und einem K-Röntgenquant, 2. zwischen zwei K-Röntgenquanten und einem Elektron. Überdies wurde das Elektronenspektrum allein mit einem magnetischen β -Spektrometer gemessen. Die gefundene absolute Intensität des Elektronenspektrums, die Wahrscheinlichkeit für die „Doppel-Löcher“ in der K-Schale stimmen mit den theoretischen Voraussagen von PRIMAKOFF und PORTER gut überein.

W. Kunz.

11-799 R. M. Steffen. *Search for higher-order effects in allowed beta decay.* Phys. Rev. Letters **3**, 277-279, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Lafayette, Ind., Purdue Univ., Dep. Phys.) Es wurde versucht, durch Messung der Anisotropie in der β - γ -Richtungskorrelation beim erlaubten β -Zerfall von Na^{24} , Se^{46} , Co^{60} und Na^{22} p- und d-Wellen-Effekte zu finden.

merkliche Anisotropie wurde nur für Na^{22} festgestellt, die das entgegengesetzte eichen wie die aus der neueren Theorie von GELL-MANN vorhergesagte besitzt.

G. Weber.

00 S. G. Cohen and R. Wiener. *Search for pseudoscalar interaction in beta-decay.* *Near Phys.* **15**, 79-88, 1960, Nr. 1. (Febr.) (Jerusalem, Hebrew Univ., Dep. Phys.) experimentellen Ergebnisse über die β -Wechselwirkung, die nach Aussagen der Theorie vom Typ V-A sein soll, schließen nicht die Möglichkeit eines pseudoskalaren Beitrages aus. Um eine Abschätzung des möglichen pseudoskalaren Beitrages zu erhalten, wurde der Polarisationsgrad monoenergetischer Elektronen bestimmt, die bei den Übergängen $^{144}\text{Pr} \rightarrow ^{144}\text{Bd}$ ($0^- \rightarrow 0^+$) und $^{106}\text{Rh} \rightarrow ^{106}\text{Pd}$ ($1+ \rightarrow 0+, 2+$) emittiert werden. Die zirkulare Polarisation der äußeren Bremsstrahlung wurde gemessen, indem die Elektronen auf Bleiabsorber trafen. Theoretische Berechnungen ergeben für den $0^- \rightarrow 0^+$ -Übergang als obere Grenze von $|X| = |C_p \beta \gamma_5 / C_A| \sigma_1$ den Wert 0,08. Alle Annahmen in bezug auf das pseudoskalare Matrixelement führen zu $|C_p / C_A| \approx 0,08$.
W. Kaul.

01 K. Nagy. *Angular correlation between neutrino and gamma quantum in L-capture.* *phys. hung.* **10**, 199-219, 1959, Nr. 2. (Budapest, Univ., Inst. Theor. Phys.) berechnet die Winkelkorrelationen eines longitudinal polarisierten Neutrinos und zirkular polarisierten γ -Quants, die bei einem L-Einfang auftreten.

Uhlmann.

02 W. M. Lobaschew, W. A. Nasarenko und L. I. Russinow. *β - γ -Polarisationsrelation beim β -Zerfall des Co^{60} .* *Sh. exp. teor. Fis.* **37**, 1810-1811, 1959, Nr. 6. (Orig. Nach DOLGINOW und TOLHOEK (Ber. **36**, 1002, 1957) ist beim β -Zerfall polarisierter Elektronen eine transversale Polarisation der β -Elektronen zu erwarten, die senkrecht zum spin emittiert werden. Die Untersuchung dieser Polarisation der Elektronen aus besitzt Kernen ist äquivalent der Untersuchung einer Korrelation zwischen den dem β -Zerfall auftretenden zirkular polarisierten γ -Quanten und den transversal polarisierten Elektronen. Vff. haben diese Korrelation am Co^{60} gemessen, und zwar für den Elektronenimpuls senkrecht zum γ -Impuls bei Antiparallelität zwischen Elektronenspin und γ -Impuls. Es wurde der zirkulare Polarisationsgrad der γ -Quanten gemessen, die mit β -Elektronen koinzidieren, und zwar als Änderung der Zählgeschwindigkeit für Koinzidenzen bei einer Umkehr der Magnetisierungsrichtung in dem Streuapparat des γ -Polarimeters: $\Delta = 2(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$, $I_{1,2} = R_c/R_\beta R_\gamma$; R_c , R_β , R_γ Geschwindigkeiten für Koinzidenzen bzw. Einzelimpulse für Elektronen und γ -Quanten, Indizes 1,2: die beiden Feldrichtungen. Mit einer Wismutstreuolien von 10 cm^2 (für Elektronen) ergab sich $\Delta = (0,50 \pm 0,18)\%$, mit einer Wismutfolie von 100 cm^2 , in der infolge Mehrfachstreuung die Azimutalsymmetrie infolge des Spins des Effekts selbst verschwinden sollten, ergibt sich in der Tat $\Delta = (-0,1 \pm 0,14)\%$. Koeffizient A im linearen Zusammenhang zwischen Korrelation W und Zirkularpolarisation σ : $W(\sigma) = 1 + A\sigma$ ($\sigma = \pm 1$), der von den Matrixelementen des β -Zerfalls, den Termspins, dem Multipolcharakter der γ -Übergänge und der Elektronenergie abhängt, ergibt sich experimentell zu $A = 0,32 \pm 0,12$, theoretisch nach RUSINOW zu 0,24.
Vogel.

3 W. P. Parfenowa. *Zirkularpolarisation der inneren Bremsstrahlung beim K- β -Zerfall in Fe^{55} .* *Sh. exp. teor. Fis.* **38**, 56-59, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Infolge der Erhaltung der Parität beim β -Zerfall ist die innere Bremsstrahlung bei einem Elektroneneinfang zirkular polarisiert, und zwar nach der Theorie des zweikomponentigen Koinzidenzen zu 100%, unabhängig von der Energie der Bremsquante (für nicht zu kleine Energien). Eine Beimischung einer S-T-Wechselwirkung zur V-A-Wechselwirkung verändert den Polarisationsgrad und lässt sich daran erkennen. Vf. misst den Effekt am $\Gamma_{1/2} = 2,6 \text{ a}$, Energie 220 keV) an Hand der Streuung im magnetisierten Eisen einer Methode, die auf der Azimut-Abhängigkeit des COMPTON-Streuquerschnitts von Quanten an polarisierten Elektronen beruht. Innerhalb der Fehlergrenzen ergibt sich eine Abhängigkeit von der Energie eine vollständige Polarisation der Bremsstrahlung unabhängig von der Energie ($P = 0,98 \pm 0,10$).
Vogel.

11-804 S. F. Timaschew und W. A. Kaminski. *Anisotrope Verteilung der γ -Quanten der inneren Bremsstrahlung beim K-Einfang durch polarisierte Kerne.* Sh. exp. teor. 1 **38**, 284-285, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Die untersuchte Anisotropie beruht auf der Verletzung der Paritätsersatzhaltung in schwachen Wechselwirkungen; Messungen hierfür liefern prinzipiell die gleiche Information über die Konstanten der β -Wechselwirkung wie der β -Zerfall polarisierter Kerne, sind aber experimentell vorteilhafter (geringer Abhängigkeit von der Dicke des Präparats; der Anisotropiekoeffizient für die innere Bremsstrahlung ist unabhängig von der Energie der γ -Quanten). Vff. rechnen die Effekte nach dem üblichen Schema für erlaubte Übergänge in BORNscher Näherung, ein COULOMB-Feld des Kerns durch. Dabei wird eine allgemeine $S + T + V +$ Wechselwirkung angenommen und für die verschiedenen möglichen Übergänge $J \rightarrow J$ (nein), $J \rightarrow J \pm 1$ (nein) der Anisotropiekoeffizient α in dem Ausdruck für die Winkelverteilung $W = 1 + P\alpha \cos \Theta$ (P Kernpolarisation) berechnet. Die Ausdrücke vereinfachen sich wesentlich für eine V-A-Wechselwirkung mit strenger Erhaltung der zeitlichen Parität und einem longitudinalen Neutrino, das beim K-Einfang entgegengesetzt zur Impulsrichtung polarisiert wird. Für einige Kerne, die direkt in den Grundzustand zerfallen, so daß die Bremsstrahlungsmessungen nicht durch Kern- γ -Quanten gestört werden, nämlich V^{49} , Fe^{56} , Ge^{71} , Mo^{93} , Cs^{131} werden die V-A-Anisotropiekoeffizienten numerisch angegeben. Vogel

11-805 Tsuneyuki Kotani and Marc Ross. *The first forbidden β -decay.* Progr. the. Phys., Kyoto **20**, 643-689, 1958, Nr. 5. (Nov.) (Bloomington, Indiana Univ., Dept. Phys.) Das Energiespektrum, die longitudinale Polarisation und verschiedene β -Korrelationen mit und ohne Messung der β - oder γ -Polarisation werden für den Fall des einfach verbotenen β -Zerfalls berechnet. Die theoretischen Ausdrücke werden so weiterentwickelt, daß die Energieabhängigkeit, die Abhängigkeit von Real- und Imaginärteil der Kopplungskonstanten und die Abhängigkeit von unabhängigen Matrixelementen deutlich werden. Von der endlichen Kerngröße herrührende Effekte werden durch leicht Modifizierung älterer Ausdrücke berücksichtigt. Unter den Testmöglichkeiten für Zeitumkehr-Invarianz scheint die β - γ -Richtungskorrelation die günstigste. Es wird gezeigt, daß die Messung verschiedener Eigenschaften des Einzelzerfalls zur Bestimmung von Eigenschaften spezieller Kerne dienen kann. Besonders die Absolutmessung der Polarisation der auf einen β -Zerfall folgenden γ -Strahlung und die Messung der β - γ -Korrelation und ihrer Energieabhängigkeit erweisen sich als aussichtsreich. Speziell im Fall des RaE wird diskutiert, wo genaue Messungen der longitudinalen Polarisation sinnvoll aufschlußreich sein können. Wiedecke

11-806 A. M. Cormack. *Semiclassical theory of internal Rayleigh scattering.* Phys. Rev. (2) **115**, 619-623, 1959, Nr. 3. (1. Aug.) (Rondebosch Cape, S. Afr., Univ., Phys. Dept.) Die Winkelverteilung der Gammastrahlung, die von einem nackten Kern mit einer festen Orientierung im Raum emittiert wird, kann modifiziert werden, wenn der Kern von Elektronen umgeben ist, wegen der elastischen Streuung der Gammastrahlung durch die Elektronen. Ein allgemeiner Ausdruck für die Winkelverteilung der Strahlung ist eine willkürliche elektrische und magnetische Multipole, die an willkürlichen Elektronenverteilungen auf der Basis einer klassischen Theorie gestreut werden, wird angegeben. Ferner wird ein „innerer Streukoeffizient“ explizit für eine kugelsymmetrische Elektronenverteilung hergeleitet. Obwohl die an der kugelsymmetrischen Ladung vermittelte gestreute Strahlung ununterscheidbar ist von der ungestreuten Strahlung, wurde der innere Streukoeffizient dafür auf der Grundlage des THOMAS-FERMI-Atoms ausgerechnet, so daß auf diese Weise ein Anzeichen über die Kleinheit der Streuung durch Asymmetrien in den Elektronenverteilungen infolge von molekularen oder Kristallbindungseffekten erhalten wird. Allkof

11-807 Arthur G. Duneer jr. *Angular correlation of Cd^{114} gamma rays in single crystals of indium.* Phys. Rev. (2) **116**, 999-1000, 1959, Nr. 4. (15. Nov.) (Troy, N. Y., Rensselaer Polytechnic Inst.) Untersucht werden sollte, ob der elektrische Feldgradient in metallischen In-Einkristallen groß genug ist, um die γ - γ -Winkelkorrelation des In-Zerfalls zu stören. Die Winkelkorrelationen wurden an einem zylindrischen In-Einkristall gemessen. Für das Intensitätsverhältnis bei $\vartheta = 150^\circ$ zu $\vartheta = 90^\circ$ zwis-

Detektoren ergab sich in sechs verschiedenen Azimutallagen des Kristalls $\pm 0,005$ ere statistische Abweichung vom Mittelwert. Der elektrische Feldgradient wurde der THOMAS-FERMI-Methode am Ort des zerfallenden Cd^{114} -Kerns zu $2,23 \cdot 10^{14}$ Vstat/berechnet. Für eine beobachtbare Störung sollte der Feldgradient $\geq 6 \cdot 10^{16}$ V cm^2 sein.

W. Schneider.

88 **F. Asaro, F. S. Stephens, J. M. Hollander and I. Perlman.** *Anomalous electric conversion coefficients in odd-mass isotopes of the heavy elements.* Phys. Rev. (2) 492-505, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem., Lawrence Lab.) Die experimentellen Angaben über die anomalen L- und M-Konversionskoeffizienten der niederenergetischen elektrischen Dipolübergänge in den Zerfällen der Np^{239} , Am^{243} , Pu^{239} , Pa^{231} , Pa^{233} , Ra^{223} , Ac^{227} , Ac^{225} -Kerne werden eingehend untersucht. In einigen Fällen sind die Angaben mit der Interpretation vereinbar, die zeigt, daß die gemessenen E1-Konversionskoeffizienten in der L_{III} -Schale mit den modellabhängigen nach SLIV, BAND und ROSE theoretisch berechneten Koeffizienten gut übereinstimmen. In einigen Fällen ist festzustellen, daß die gemessenen L_1 und L_{11} -Koeffizienten größer sind als die theoretisch berechneten Werte, wie z. B. beim 84,2 keV-Übergang in Pa^{231} . Beim Vergleich zwischen den gemessenen L_1 und L_{11} -Koeffizienten und diesen entsprechenden Lebensdauern der γ -Übergänge ist kein systematischer Unterschied in den gefundenen Abweichungen von den erwarteten Ergebnissen zu beobachten.

W. Kunz.

89 **R. A. Porter and W. G. McMillan.** *Effect of compression on the decay rate of metal.* Phys. Rev. (2) 117, 795-800, 1960, Nr. 3. (1. Febr.) (Livermore, Calif., The Lawrence Rad. Lab., Theor. Div.; Los Angeles, Calif., Univ., Dep. Chem.) Wurde durch die Messungen von BAINBRIDGE, wurde eine theoretische Berechnung des Wechsel der Lebensdauer der inneren Umwandlung von Tc^{99m} in komprimiertem Metall unternommen. Es wurde das THOMAS-FERMI-Potential, korrigiert um das Potential des fraglichen Elektrons, benutzt, um den elektronischen Anfangs- und Zustand in zwei Volumen zu bekommen: Im normalen und im komprimierten Zustand, bei zehn Prozent Kompression angenommen wurden. Weil die Energie klein ist, kann nur die M-Schale und höhere Schalen zur inneren Umwandlung bei. Von den Elektronen dagegen kommen die größten Beiträge, insbesondere von den 4 p-, und 5 s-Zuständen. Die Relation der Kompression zum Druck wurde mit einer Kompressibilität von 0,27 megabar $^{-1}$ vorgenommen. Außerdem wurde angenommen, daß der Koeffizient der inneren Umwandlung linear mit dem Druck geht. Für einen Druck von 0,1 megabar ergibt die Rechnung eine Verminderung der Lebensdauer von $(0,1 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$, ein Ergebnis, das mit dem von BAINBRIDGE gemessenen Wert von $(0,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ gut übereinstimmt.

Leisinger.

90 **B. I. Deutch and N. Goldberg.** *Nuclear structure effects in Tl^{203} .* Phys. Rev. (2) 1818-822, 1960, Nr. 3. (1. Febr.) (Philadelphia, Penn., Univ., Phys. Dep.) Die Koinzidenz (404 keV und 279 keV-Übergang) des 52 h Pb^{203} -Körpers wurde untersucht. Insbesondere wurden die verschiedenen Winkelkorrelationen gemessen. Alle haben die Form $W(\Theta) = 1 + A P_2 \cos \Theta$. Für die 404 γ -279 K_e-Korrelation hat A den Wert $-0,052 \pm 0,015$, für die 279 γ -404 K_e-Korrelation den Wert $-0,036 \pm 0,010$, für die 404 γ -279 γ -Korrelation den Wert $-0,151 \pm 0,010$. Störeffekte, die von den Zwischenzuständen herrühren könnten, wurden nicht gefunden. Der K-Konversionskoeffizient der 404 keV- γ -Linie wurde zu $0,117 \pm 0,015$ und der 680 keV-Linie zu $0,04 \pm 0,04$ bestimmt. Für die 404 keV-Linie wurde das Strahlungspolarisationsverhältnis bestimmt: $\delta_1 = +0,043 \pm 0,010$. Die richtige Spinzuordnung zum Grundzustand, 279 keV-Niveau, 083 keV-Niveau dürfte 1/2, 3/2, 3/2 sein.

W. Kunz.

91 **P. P. Craig, J. G. Dash, A. D. McGuire, D. Nagle and R. R. Reiswig.** *Nuclear resonance absorption of gamma rays in Ir^{191} .* Phys. Rev. Letters 3, 221-223, 1959, Nr. 5. (Los Alamos, N. M., Univ., Sci. Lab.) Bei Temperaturen von $1,5^{\circ}\text{K}$ ist die Resonanzabsorption der 129 keV Gamma-Strahlen aus dem ersten angeregten Zustand Ir^{191} gemessen worden. Bei so niedrigen Temperaturen erfolgt die Absorption oder Emission der Gamma-Strahlen mit sehr großer Wahrscheinlichkeit mit der Absorption

des Kernrückstoßes durch den Kristall als Ganzes. Der Rückstoßenergieverlust wirkt sich daher nur relativ wenig auf den Gamma-Strahl aus und die Resonanzabsorption kann genau gemessen werden. Eine Os¹⁹¹ (16 d)-Quelle wurde für die Strahlung benutzt und die Durchlässigkeit von Pt- und Ir-Folien innerhalb eines Kyrostaten gemessen. Die Messung der Durchlässigkeit in Abhängigkeit von der Dicke bei gleicher Quelle und Folien-Temperatur von 4°K ergab eine DEBYE-Temperatur von Os und Ir von (300 ± 25)°K bzw. (262 ± 30)°K. Die Abhängigkeit der Durchlässigkeit von der Temperatur stimmt mit den Vorhersagen von VISSCHER überein. Ein DOPPLER-Effekt der Energie der Gamma-Strahlen wurde mit Hilfe der relativ zu den Folien oszillierenden Quellen erzeugt und ergab für die Breite des 129 keV-Niveaus $(3,72 \pm 0,74) \cdot 10^{-6}$ eV.

Röhrs.

11-812 I. Asplund and T. Wiedling. *Angular correlation measurements on Xe¹²⁸.* Ark. Fys. **16**, 219-225, 1960, Nr. 3. (20. Jan.) (Stockholm, Univ., Dep. Phys.) Mittelwerte zweier Szintillationszähler (SEV: RCA 63 42; U_B = 1800 V) und eines Kristalldioden-Koinzidenzkreises nach BELL (Auflösung 12 μs) werden die γ-Kaskadenübergänge 0,540 und 0,455 MeV beim Zerfall von J¹²⁸ → Xe¹²⁸ untersucht. Aus den Koinzidenzen zwischen beiden Zählern, die im Winkel ± 90°; ± 120°; ± 135°; ± 150° und 180° zueinander stehen, folgt, daß der 2. angeregte Zustand von Xe¹²⁸ ein (2⁺)-Zustand ist und als gemischter (E2 + M1)-Übergang mit 2,4% (M1) unter Aussendung der 0,540 MeV γ-Linie in den ersten angeregten Zustand (2⁺) übergeht, der wiederum als reiner (E2)-Übergang unter Aussendung der 0,755 MeV γ-Linie in den (0⁺)-Grundzustand des Xe¹²⁸ zerfällt. Beim Zerfall des J¹²⁸ in Te¹²⁸ müssen ca. 0,002% Positronen auftreten.

K. H. Oertel.

11-813 B. Hartmann and T. Wiedling. *A determination of the spins of the 3.47 and 3.61 MeV levels in Zr⁹⁰.* Ark. Fys. **16**, 285-291, 1960, Nr. 3. (20. Jan.) (Stockholm, Univ., Dep. Phys.) Durch Winkel-Korrelationsmessungen (15°-Schritte zwischen 90° bis 270°) mit zwei NaJ-Szintillationszählern (SEV: Dumont 62 92) wird die 0,142 bis 1,14 MeV-γ-Kaskade von Zr⁹⁰ beim Zerfall von Nb⁹⁰ → Zr⁹⁰ untersucht. Hieraus folgen nach ausführlicher Diskussion anderer Möglichkeiten als wahrscheinlichste Spin-Werte für die 2,33; 3,47; 3,61-Energieniveaus des Zr⁹⁰: 5; 6; 8. Die 0,142 und 1,14 MeV-Linien sind mit großer Sicherheit keine gemischten Übergänge.

K. H. Oertel.

11-814 J. Kopecký, J. Kajfusz and J. Urbanec. *Radiative capture of thermal neutrons on nucleus. II.* Czech. J. Phys. (B) **10**, 119-128, 1960, Nr. 2. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) Mit Hilfe eines Einkristall-Einkanal-Szintillationspektrometers wurden die γ-Spektren der thermischen (n, γ)-Reaktion von Na, Co, Zn, Ag, Te und J im Energiebereich 20 bis 1000 keV untersucht. Bei Co, Zn, Te und J konnten neue Strahlungsübergänge gefunden werden.

Sturm.

11-815 F. Janouch. *Polarisation der γ-Quanten aus dem inneren Compton-Effekt.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 180-183, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Infolge der Nichterhaltung der Parität bei schwachen Wechselwirkungen sind die nach einem β-Zerfall emittierten γ-Quanten zirkular polarisiert und es besteht β-γ-Korrelation. Erfolgt nach dem β-Zerfall eine innere Konversion der γ-Quanten, so sind die Konversionselektronen longitudinal polarisiert. Ähnlich ist die Lage beim inneren COMPTON-Effekt nach einem β-Zerfall. Die hierbei von den Konversionselektronen erzeugten Bremsquanten sind zirkular polarisiert (Elektronen longitudinal polarisiert). Außerdem besteht die Winkelkorrelation zwischen beiden. Diese Zirkularpolarisation der γ-Quanten eines inneren COMPTON-Effekts nach einem erlaubten β-Zerfall wird untersucht, die Form der Winkelkorrelation zwischen dem β-Elektron und dem zirkular polarisierten γ-Quant gefunden. Gerechnet wird wie üblich in BORNscher Näherung, (sie stimmt am besten für leichte Kerne). Für Übergänge gleichen Multipolcharakters und gleicher Energie ist der zirkulare Polarisationsgrad bei magnetischen Übergängen größer als bei elektrischen (bei einem elektrischen Übergang findet longitudinale und transversale Polarisation der Konversionselektronen statt, wobei die letztere für geringe Energien sogar überwiegen kann).

Vogel.

11-816 B. S. Dshelepow, B. A. Jemeljanow, K. P. Kuprijanova und J. N. Podkopajew. *Das γ-Spektrum des La¹⁴⁰ im Energiegebiet 2300 bis 3900 keV.* Sh. exp. teor. Fis. **38**

—284, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Bei einer Massendifferenz $\text{La}^{140}-\text{Ce}^{140}$ von etwa 0 keV wurde bisher als härteste γ -Linie nur 2920 keV gemessen; Vff. suchen daher härtere Linien und höhere Zustände des Endkerns Ce^{140} mit Hilfe eines γ -Hodos. Es wurden vier Meßreihen mit verschiedenen Quellen und bei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt: Serie I und IV: 1159 bzw. 1262 Oe, Quellen: zwei-veredete La_2O_3 -Proben, La^{140} aus der (n, γ) -Reaktion gewonnen, Anfangsaktivität etwa 1 mCu. Serie II und III: 1011 bzw. 1159 Oe, Quelle Ba^{140} mit dem La^{140} im Gleichgehalt, Anfangsaktivität etwa 25 mCu. Bei jeder Meßreihe konnten durch Komponentenabzug folgende Linien mit über alle vier Serien gemittelten Energien von 2530 ± 30 ; 2915 ± 30 (bereits bekannt); 3110 ± 50 und 3380 ± 70 keV gesichert werden. Die relativen Intensitäten der letzten drei Übergänge, bestimmt aus der Fläche unterhalb der Kurve, sind $1,0$; $0,42 \pm 0,07$ und $0,019 \pm 0,007$ und $0,019 \pm 0,006$. Nimmt man für den Übergang 2915 keV eine relative Intensität von $7 \cdot 10^{-4}$ Quanten pro Zerfallsakt an, so ergeben sich für die beiden härteren Linien $2,9 \cdot 10^{-4}$ bzw. $1,3 \cdot 10^{-5}$ Quanten pro Zerfall. Die beiden harten Linien entsprechen Übergängen von bisher unbekannten Anfangszuständen des Ce^{140} in den Grundzustand. Noch härtere γ -Linien in der Strahlung des La^{140} konnten nicht gefunden werden. Vogel.

317 **M. W. Klementowskaja und G. Chandra.** *Messungen der Winkelkorrelation der Kaskaden 298—880 keV und 298—966 keV beim Dy^{160} .* Sh. exp. teor. Fis. 38, 290—291, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Für den Zerfall von Tb^{160} und das Termschema von Dy^{160} sind die Folge der intensivsten Übergänge, Spins und Paritäten des Grundzustandes und der angeregten Zustände mit 86, 283 und 966 keV beim Dy^{160} gesichert; für die übrigen Zustände sind die Daten unsicher. Vff. messen die Winkelkorrelation der beiden genannten Kaskaden unter Vermeidung von COMPTON-Streuung von einem Kristall in den Kaskaden durch ein Bleifilter. Die Korrelationsfunktion für 298—966 keV ergab sich zu $W(\Theta) = 1 + (0,23 \pm 0,03) P_2(\cos \Theta)$, was einer Übergangsfolge $2(D + Q)2(Q)0$ entspricht, falls das Mischungsverhältnis $\delta^2 = I(Q)/I(D)$ beim Übergang vom Term 298 keV kleiner als 10^{-3} ist; das stimmt mit den Ergebnissen von OFER (Ber. 38, 60, 1959) überein. Für die Kaskade 298—880 keV ergibt sich $W(\Theta) = 1 - (0,116 \pm 0,037) P_2(\cos \Theta)$, einer Übergangsfolge $2(D)2(D + Q)2$ am besten entspricht, mit einem Mischungsverhältnis δ^2 für 880 keV von ≈ 56 (Intensität des Dipolüberganges M1 beträgt $\pm 1,5\%$ die des Quadrupolüberganges E2 ist $98,2 \pm 1,5\%$). Im Gegensatz dazu hat δ^2 für 880 keV einen reinen Q-Übergang erhalten. Die Ergebnisse zeigen, daß der Dy^{160} mit 1264 keV den Spin 2 hat. Vogel.

318 **Tsutomu Tōhei.** *Decay of Cl^{34m} .* J. phys. Soc. Japan 15, 372—376, 1960, Nr. 3. (z.) (Sendai, Tohoku Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.) Die Gammastrahlung, die aus dem Zerfall von Cl^{34} entsteht, wurde mit einem Szintillationsspektrometer untersucht. Die Neutronen wurden am Betatron über die Reaktion $\text{Cl}^{35}(\gamma, n)\text{Cl}^{34}$ hergestellt. Es wurden Gammastrahlen von 1,17; 2,14; 3,32; 0,64; 0,77 und 4,10 MeV gefunden. Die letzten drei Übergänge sind mit schwachen Intensitäten vertreten. Leisinger.

319 **Yoshio Saji.** *Energy spectrum and angular distributions of neutrons from the reaction $\text{Be}^9(p, n)\text{B}^9$ at 8 to 14 MeV of proton energies.* J. phys. Soc. Japan 15, 367—371, 1960, Nr. 3. (März.) (Tokyo, Univ., Inst. Nucl. Study.) Die Reaktion $\text{Be}^9(p, n)\text{B}^9$ wurde mit Verwendung eines Spektrometers für schnelle Neutronen mit Wasserstofffüllung untersucht. Das Energiespektrum für 14,1 MeV-Protonen wurde aufgenommen und drei angeregte Zustände bei 3,07; 4,14 und 4,94 MeV im B^9 gefunden. Diese Zustände sind konsistent mit denen des Spiegelkerns Be^9 und dem Kopplungsmodell von KURATH. Zerfalls gemessen wurden die Winkelverteilungen der Neutronen bei Protonenenergien von 8,1 und 14,1 MeV. Die Ergebnisse stimmen nicht mit der Theorie von AUSTERN, BAKER und MC MANUS überein. Die isotropen Anteile werden mit abnehmender Protonenenergie größer. Das hängt wahrscheinlich damit zusammen, daß bei niedrigeren Energien die Bildung eines Zwischenkerns bevorzugt wird. Leisinger.

320 **Larry Spruch and Leonard Rosenberg.** *Upper bounds on scattering lengths for potentials.* Phys. Rev. (2) 116, 1034—1040, 1959, Nr. 4. (15. Nov.) (New York,

N. Y., New York Univ., Washington Square Coll., Phys. Dep.) Es wird gezeigt, daß bei der Streuung der Energie Null eines Teilchens durch ein Kraftzentrum, wo keine Bindungszustände existieren, das KOHNSCHE Variationsprinzip eine obere Grenze der Streulänge ergibt. Eine Grenze kann ebenso mit der HULTHÉNSCHEN Methode erhalten werden. Obwohl man dieselbe Versuchsfunktion einsetzt, ist das Ergebnis bei der KOHNSCHEMethode kleiner (und damit besser). Die Formulierung von RUBINOW braucht keine Grenze. Analoge Ergebnisse ergeben sich für Zustände mit einem Bahndrehimpuls. Direkte Verallgemeinerungen der Ergebnisse sind für die Streuung durch einen Zwischenkern gültig.

Leisinger,

11-821 Larry Spruch and Leonard Rosenberg. *Low-energy scattering by a compound system: positrons on atomic hydrogen.* Phys. Rev. (2) **117**, 143-151, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (New York, N. Y., New York Univ., Washington Square Coll. Phys. Dep.) Der Formalismus von KATO, der für die Phasenverschiebungen obere und untere Grenzen bei der Streuung eines Teilchens durch ein zentrale symmetrisches Potential ergibt, wurde auf die Streuung an einem Zwischensystem erweitert. Verhältnismäßig einfache und nützliche Ergebnisse erhält man bei der Streuung der Energie Null. Als erster Fall wird die Streuung niedriger energetischer Positronen an einem Wasserstoffatom ohne Bahndrehmoment betrachtet. Es zeigt sich, daß bei der Energie Null die KOHNSCHE Variationsrechnung, die Beiträge zweiter Ordnung vernachlässigt, eine obere Grenze in der Streulänge ergibt, woraus sich eine Grenze für den Wirkungsquerschnitt ergibt. Bei von Null verschiedenen Energien ergibt sich eine Grenze nur bei abgeschnittenen Potentialen. Numerische Berechnungen für den Fall $k = 0$ und $k a_0 = 0,2$ ergeben, daß bei kleinen Energien die Polarisation groß genug ist, um insgesamt eine Anziehung des Positrons an das Wasserstoffatom zu bewirken.

Leisinger,

11-822 R. M. Sternheimer. *Range straggling of charged particles in Be, C, Al, Cu, Pb and air.* Phys. Rev. (2) **117**, 485-488, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die Reichweitenstreuung geladener Teilchen, die gemäß der BOHRSCHE Theorie auf die Schwankungen der Ionisationsverluste zurückzuführen ist, wurde für Be, C, Al, Cu, Pb und Luft berechnet. Die Berechnungen wurden bis zu $T/\mu c^2 \sim 100$ ausgedehnt, wobei T die kinetische Energie und μ die Masse des einfallenden Teilchens ist. Bei höheren Energien ($T/\mu c^2 \gtrsim 5$) zeigt das die Reichweitenstreuung erfassende Integral eine gewisse Abhängigkeit vom μ/m -Verhältnis, wobei m die Elektronenmasse ist. Die Reichweitenstreuung für Protonen und μ -Mesonen wurde ebenfalls berechnet. Die Resultate, die für die Protonen erhalten wurden, gelten im Energiebereich ($T/\mu c^2 \lesssim 5$) ebenfalls für π - und K-Mesonen.

W. Kunz.

11-823 Yoshiyuki Sakamoto. *On the polarization of high energy nucleon elastically scattered from light nuclei.* Progr. theor. Phys., Kyoto **23**, 382-385, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Kyoto, Univ., Dep. Phys.) Es wird das optische Potential — unter Benutzung der aus dem mesonentheoretischen Potential hergeleiteten Phasenverschiebungen bei der Nukleon-Nukleon-Streuung — mittels einer Methode von OHNUMA konstruiert und die Polarisation der an diesem Potential elastisch gestreuten Nukleonen berechnet. Die Ergebnisse, die sich in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Polarisationsdaten befinden, werden mit den aus den GAMMEL-THALER- und SIGNELL-MARSHAK-Phasenverschiebungen folgenden Resultaten verglichen.

H. Paul.

11-824 Saadia Amiel. *Reactions of alpha particles with germanium-70 and zinc-70.* Phys. Rev. (2) **116**, 415-417, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab., Chem. Dep.) Es wurden die Anregungsfunktionen der Reaktionen $\text{Ge}^{70}(\alpha, 2n)\text{Se}^{72}$, $\text{Ge}^{70}(\alpha, pn)\text{As}^{72}$, $\text{Zn}^{70}(\alpha, pn)\text{Ga}^{72}$ und $\text{Zn}^{70}(\alpha, 2p)\text{Zn}^{72}$ mit α -Teilchen im Energiebereich 20 bis 40 MeV gemessen. Isobare Targetkerne wurden gewählt, um für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte im Rahmen der Theorie vergleichbare Verhältnisse zu haben. Der Verlauf der ermittelten Anregungsfunktionen der Reaktionen $(\alpha, 2n)$ und (α, pn) folgt den allgemeinen Gesetzmäßigkeiten für Compound-Kerne dieser Massenzahlen. Die $(\alpha, 2p)$ -Anregungsfunktion dagegen unterscheidet sich von den übrigen, indem ihr peak nach höheren Energien verschoben ist. Ferner wird ein Unterschied in der Größenordnung von 10% zwischen den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen $(\alpha, 2n)$ und (α, pn) festgestellt.

Wirkungsquerschnitte der beiden Reaktionen $Zn^{70}(\alpha, pn)$ und $Ge^{70}(\alpha, pn)$ gefunden halbquantitativ auf der Grundlage der statistischen Theorie geklärt.

Eisenlohr.

825 **Kazuo Ōno and Keichi Kuroda.** *Cross sections and angular distributions for the $(\alpha, d) Cl^{12}$ reaction from 3.2 Mev to 3.8 Mev.* Phys. Rev. (2) **117**, 214–215, 1960, Nr. 1. Jan.) (Tokyo, Jap., Univ., Inst. Solid State Phys.) Die Reaktion $B^{10}(\alpha, d) Cl^{12}$ wurde α -Energien zwischen 3,1 bis 3,7 MeV untersucht, um festzustellen, ob es bei den d -Reaktionen eine Direktbildung gibt. Die Anregungsfunktion verläuft flach und hat keine typische Resonanzstruktur. Die Winkelverteilung zeigt bei $\Theta_{C.M.} = 70^\circ$ Maximum und im untersuchten α -Energiebereich einen Intensitätsanstieg in der Rückwärtsrichtung. Die Meßergebnisse sprechen dafür, daß die $B^{10}(\alpha, d) Cl^{12}$ -Reaktion in Hauptsache über einen Direktprozess verläuft.

W. Kunz.

826 **J. L. Yntema.** (α, t) reactions near $Z = 28$. Phys. Rev. Letters **4**, 297–299, 0, Nr. 6. (15. März.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Beobachtungen des Spektrums geladener Partikel, die durch Beschuß von Vanadium mit α -Teilchen einer Energie von MeV auftreten, deuten darauf hin, daß für die (α, t) -Reaktion ein abschätzbarer Wirkungsquerschnitt für kleine Streuwinkel vorliegt. Ziel der vorliegenden Arbeit war einiger (α, t) -Spektren und Triton-Winkelverteilungen zu untersuchen, um Aufschluß über den Reaktionsablauf zu erhalten. Beispielsweise zeigt sich, daß der Übergang zum Endzustand bei der Reaktion $^{55}Mn(\alpha, t)^{56}Fe$ nicht mit meßbarer Intensität auftritt. Wäre das wäre zu erwarten, wenn die (α, t) -Reaktion ein Stripping-Prozeß ist, da in diesem Fall das Proton durch den Zielkern eingefangen wird, die Winkelverteilung der Tritonen aber als Indikator für das Drehmoment des eingefangenen Protons wirkt. Die in den obigen Prozeß gemessene Winkelabhängigkeit der Tritonen scheint diese Annahme bestätigen.

W. Kaul.

827 **G. Breit, M. H. Hull jr., K. Lassila and K. D. Pyatt jr.** Tests of charge independence of nucleon-nucleon interactions. Phys. Rev. Letters **4**, 79–81, 1960, Nr. 2. Jan.) (New Haven, Conn., Univ.) Experimente zur p–p- sowie p–n-Wechselwirkung. Darstellung von Meßkurven sowie einer Tabelle für die nichtrenormalisierte Kopplungs- stante g_0^2 .

Schmutzer.

828 **Philip B. Smith.** The resonant scattering integral. Application to the analysis of elastic scattering. Physica **24**, 1085–1091, 1958, Nr. 12. (Dez.) (Utrecht, Rijksuniv., Fys.) Unter den Voraussetzungen: keine Mischung von l-Zuständen und Vernachlässigung „hard-sphere“-Korrektur zur RUTHERFORD-Streuung wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Protonenstreuung in der Nähe einer isolierten Resonanz von BLATT und BIEDENHARN (Rev. mod. Phys. **24**, 258, 1952) gegeben. Der Intensitätsanteil darin verschwindet an den Nullstellen Θ_0 von $P_e(\cos \Theta)$. Vf. gibt einen Ausdruck für die Zählrate C unter einem derartigen Beobachtungswinkel Θ_0 über einem definierten Energiebereich nahe der betrachteten isolierten Resonanzstelle an, wobei dieser Energiebereich so klein sein soll, daß die RUTHERFORD-Streuung als konstant angenommen werden kann. Unter den Bedingungen enger Resonanzen und dünner Targets stellt diese ausgezeichnete Näherung dar. Hieraus erhält Vf. das Integral für die Resonanzstreuung R_s , das von I_p^2/Γ abhängt und in dem alle andern Größen experimentell bestimmt sind. I_p und Γ sind hierbei die Protonen- und die Gesamtbreite. Um den Gültigkeitsbereich der Formel zu vergrößern, werden drei vernachlässigte Terme in der Ausdrucksformel untersucht, und eine Tabelle zeigt ihren Einfluß auf R_s . Es werden dann die Fälle untersucht: Beträchtliche Abweichung der Zählrate außerhalb der Resonanz von der RUTHERFORD-Streuung und Auftreten einer bedeutenden l-Verzerrung.

E. Sauter.

829 **B. P. Bannik, W. G. Grischin, M. J. Danysz, W. B. Ljubimow und M. I. Podolski.** Elastische Streuung von Protonen mit einer Energie von 8,7 GeV an Photoemulsionsen. Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1575–1582, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Vf. entwickeln eine Methode, nach der man die Winkelverteilung bei Stößen von Protonen mit Emulsionsen bis hinunter zu Winkelwerten von etwa 0,2 untersuchen kann (analog zu Messungen

der Mehrfachstreuung). Eine Emulsionskammer mit NIKFI-R-Schichten von 450μ wurde im inneren Strahl des Synchronotrons von Dubna mit $8,7 \text{ GeV}$ -Protonen (10^4 cm^{-2}) beschossen. Der Protonenstrahl hatte etwa $0,2^\circ$ Winkelstreuung und fiel unter $0,7^\circ$ zur Emulsionsebene ein. Die Spuren wurden mikroskopisch nach einer Relativmethode (Abstände zweier Spuren an verschiedenen Punkten) ausgemessen. Es wurden Spurenpaare gewählt, die folgenden Bedingungen genügten: 1. relativistische Ionisierung; 2. Projektion des Winkels zwischen Spur und Bündelachse $\leq 2^\circ$; 3. Abstand zwischen den Spuren kleiner als $50 - 60 \mu$ in der Emulsionsebene und $25 - 30 \mu$ in der Tiefe; 4. kein visuell merklicher Winkel der Spur zur Emulsionsebene. So wurden 601 Spurenpaare im Abstand 95 mm vom Rand der Kammer ausgemessen. Die Winkelverteilung mit einem quadratisch gemittelten Fehler von $0,03^\circ$ im Vergleich mit der Winkelverteilung in 5 mm Randabstand (Anfangsverteilung, aus der sich die andere durch mehrfache COULOMB-Streuung und ein- und zweifache elastische Kernstreuung entwickelt) entspricht gut der Rechnung nach dem optischen Modell unter Berücksichtigung der Brechung im Kern. Für die schweren Emulsionskerne ergeben sich ein gesamter und ein elastischer Streuquerschnitt von 1830 bzw. 888 mbarn, für die leichten von 407 bzw. 156 mbarn. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zeigt, daß der Realteil der Streuamplitude von Null verschieden und zwar etwa $15 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ ist; daraus folgt ein effektives Wechselwirkungspotential Nukleon-Kern von etwa 30 MeV. Wie der Vergleich mit anderen Messungen zeigt, bleibt dieses Potential von $1 - 9 \text{ GeV}$ konstant.

Vogel.

11-830 A. D. Galanin, A. F. Graschin, B. L. Joffe und I. J. Pomerantschuk. *Stöße von Nukleonen mit hohen Bahnmomenten.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1663-1679, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Nach OKUN und POMERANTSCHUK (Ber. **38**, 1430, 1959) sind bei Stößen von Nukleonen mit hohen Bahnmomenten nur Wechselwirkungen von Bedeutung, die auf dem Austausch eines Mesons beruhen; dies ermöglicht die Berechnung der entsprechenden Streuamplituden. Die Grundlagen dieser Behauptung, die auf allgemeinen Überlegungen beruht wie der, daß mit steigendem Bahnmoment immer größere Stoßparameter wesentlich werden, werden hier präzisiert; außerdem wird der Nachweis nachgeholt, daß von verhältnismäßig kleinen Drehimpulswerten an die Streuphasen sich hinreichend genau nach der Einmeson-Näherung darstellen lassen. Die Genauigkeit dieser Näherung wird durch Bestimmung der folgenden Näherung (hinsichtlich des „Peripheritätsgrades“ des Stoßes), nämlich einer Näherung, die den Austausch zweier Mesonen berücksichtigt, abgeschätzt. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Bahnmomente, für welche die Phasen bestimmt werden, $\gg 1$ sind, und daß für jedes l die Nukleonenergie durch die Ungleichung $l\xi \gg 1$ nach oben begrenzt ist ($\xi = \mu/p$, μ Masse des Pions, p Nukleoneinimpuls im Schwerpunktssystem; die zweite Bedingung fordert einfach peripheren Stoß mit quasiklassischem Stoßparameter $r_0 \gg 1/\mu$). Mit Hilfe der Dispersionsbeziehungen läßt sich der Zusammenhang dieser Amplitude mit der Streuung realer Mesonen an Nukleonen feststellen.

Vogel.

11-831 A. P. Kljutscharew und N. J. Bruschkewitsch. *Elastische Streuung von Protonen durch Chromisotope bei einer Energie von 5,40 MeV.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 285-287, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vff. untersuchen die Winkelverteilung von Protonen nach elastischer Streuung an Cr^{52} und Cr^{53} . Die aus einem Linearbeschleuniger stammenden Protonen werden energetisch analysiert durch ein Magnetfeld mit 24° Ablenkung und gehen durch ein kollimierendes System mit einer Blende und dem Target in einer Streukammer. Targets sind 4μ (für Cr^{52}) bzw. $0,7\mu$ dicke Folien (für Cr^{53}). Die gestreuten Protonen werden durch 100μ -Emulsionen unter Winkeln von $20 - 160^\circ$ mit je 10° Abstand registriert. Die Energiespektren zeigen, daß deutlich unelastische Protonengruppen zu unterscheiden sind; die Gruppe entsprechend dem 540 keV-Term des Cr^{53} ist ziemlich schwach; dieser Term wird wesentlich schwächer angeregt als 970 keV. Die Winkelverteilung der elastisch gestreuten Protonen für die beiden Isotope zeigt qualitative und quantitative Unterschiede; für große Winkel ist die Streuung an Cr^{52} etwa 2,5 mal so groß wie für Cr^{53} und wächst mit dem Winkel sehr schnell, praktisch linear an, während die beim Cr^{53} nach einem kurzen Anstieg hinter einem Minimum bei ca. 100° , bis wohin die Kurven für beide Isotope annähernd gleich sind, nur schwach bis zu einem kleinen Maximum ansteigt. Für kleine Winkel ist die Lage nicht ganz klar. Zum Vergleich wurden

sch die Winkelverteilungen bei elastischer Streuung an Cu^{65} und Ni^{58} für 5,45 MeV gemessen; der gg-Kern Cr^{52} streut analog zu dem gg-Kern Ni^{58} und anderen (Ni^{60} , Ni^{62} , Ti); der gu-Kern Cr^{53} streut ähnlich wie der ug-Kern Cu^{65} . Eine Änderung der Neutronenzahl um 1 unabhängig von der Art dieses Nukleons ändert also die Wechselwirkung Nukleon-Kern wesentlich (möglicherweise infolge der Kernspinänderung); die Abnahme des relativen Querschnitts für große Winkel beim Übergang von Cr^{52} zu Cr^{53} wird als Zunahme der Absorption am Kernrand infolge der verwachsenen Oberfläche des Cr^{53} (ungerades Neutron) gedeutet.

Vogel.

832 **D. G. Alchasow, A. P. Grinberg, G. M. Gussinski, K. I. Jerochina und I. Ch. Lemg.** Coulomb-Anregung von Kernen mit ungerader Massenzahl mit Hilfe mehrfach schwerer Ionen. Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1530-1542, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Mit Hilfe schwerer Ionen als beschleißender Teilchen wurden in einigen leichten Kernen (Al^{27} , V^{51} , Nb^{93}) hochliegende Terme angeregt, die bisher infolge des starken Hindernisses von Kernreaktionen bei Beschuß mit Protonen oder α -Teilchen noch nicht beachtet werden konnten. Es zeigt sich, daß einige α -Linien, die in anderen Arbeiten im Beschuß von Cr mit Protonen und α -Teilchen beobachtet wurden, nicht auf der COULOMB-Anregung der entsprechenden Terme im Cr beruhen. In den Fällen, wo die Energieniveaus früher mit Hilfe von α -Teilchen angeregt werden konnten (Rb^{87} , Sn^{117} , Nb^{93}), war es durch Anwendung schwerer Ionen möglich, zu bestätigen, daß die unterliegenden Linien nach einer COULOMB-Anregung emittiert werden. Die Partial-Lebenszeiten τ (E 2) der angeregten Terme wurden für den Fall eines elektrischen Quadrupolüberganges bestimmt. Die gemessenen Werte von τ (E 2) liegen zwischen 10^{-7} und 10^{-12} s. Der Fehler in der Bestimmung dieser Werte beträgt 30-35% (zu den bei COULOMB-Anregung üblichen Fehlern von etwa 20% kommen noch Fehler infolge der Ungenauigkeit in der Bestimmung der Einschußenergie und der spezifischen Energieverluste, die in der Formel für B (E 2) eingehen).
Vogel.

833 **P. S. Ostawnow.** Polarisation der (d, d)-Neutronen. Sh. exp. teor. Fis. **37**, 5-1817, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Der Polarisationsgrad der Neutronen aus Kernreaktionen hängt vom Emissionswinkel und der Energie der wechselwirkenden Teilchen ab. Vf. mißt den Polarisationsgrad von ($d-d$)-Neutronen unter $\varphi = 115^\circ$ im Laboratorium (dieser Winkel wird oft zur Gewinnung monoenergetischer Neutronen benutzt) in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie; dazu diente die Methode von LEPORELLO (Phys. Rev. **79**, 137, 1950), welche die Asymmetrie der Streuung polarisierter Teilchen ausnutzt. Trotz großer statistischer Ungenauigkeiten wird deutlich, daß die Polarisation mit zunehmender Deuteronenenergie (zwischen 0,4 und 1,0 MeV) steigt, und zwar qualitativ und quantitativ ähnlich wie bei Messungen unter $\varphi = 47-49^\circ$. Ein theoretischer Wert von MEIER u. a. (Helv. phys. Acta **27**, 577, 1945) für 0,6 MeV fügt sich gut ein; der davon wesentlich abweichende experimentelle Wert von MEIER u. a. ($\varphi = 105^\circ$) wird auf eine Ungenauigkeit der Bestimmung der Polarisation bei der Streuung im Kohlenstoff zurückgeführt.
Vogel.

834 **W. A. Jedakowa, W. G. Neudatschin und J. A. Romanowski.** Über das mögliche Auftreten eines Prozesses zweiter Ordnung bei der unelastischen Streuung von Deuteronen an Neutronen. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 248-250, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Bisher hat die Störungsberechnung unter Vernachlässigung von Effekten höherer Ordnung für Querschnitte und Winkelverteilungen verschiedener „direkter“ Kernreaktionen für kleine und mittlere Energien gute Ergebnisse geliefert. Vf. schätzen den Einfluß der Effekte höherer Ordnung ab, speziell für die unelastische Deuteronenstreuung. Beim Prozeß erster Ordnung tritt hier Neutron oder Proton mit der Kernoberfläche in Wechselwirkung und geben einen Teil der Energie ab. Infolge der geringen Bindungsenergie des Deuterons muß aber für der Prozesse zweiter Ordnung, nämlich das „doppelte stripping“ (z. B. $d-p-d'$) ein Maximum der Winkelverteilung bei 0° liefern, wenn die Drehimpulse der Neutronen, vom Deuteron zum Kern (I_1) oder umgekehrt (I_2) übergehen, klein sind. Das entsprechende beobachtete Maximum (HAFFNER, Ber. **36**, 1531, 1957) kann weder durch die dominierenden Eigenschaften des Kerns erklärt werden (Durchlässigkeit für Deuteronen kleiner als für Protonen), noch durch die COULOMB-Anregung des Kerns (bei diesen

Energien ist die Winkelverteilung für die COULOMB-Anregung praktisch isotrop, die Querschnitt viel zu klein). Zur Behandlung des genannten Prozesses zweiter Ordnung gehen Vfl. im Gegensatz zu FAIRBAIRN (Proc. roy. Soc. (A) **238**, 448, 1957) zur Berechnung des differentiellen Querschnitts von der allgemeinen Streutheorie aus (GERJUOVY Phys. Rev. **91**, 645, 1953). In BORNscher Näherung wird speziell die Reaktion $Mg^{24}(d, d') Mg^{24}$ ($E = 1,37$ MeV, $E_0 = 15$ MeV) durchgerechnet. Hier überwiegt der Prozess zweiter Ordnung sogar.

Vogel.

11-835 N. W. Wlassow, S. P. Kalinin, A. A. Oglöblin und W. I. Tschujew. (d, t)-Reaktionen an mittleren und schweren Kernen. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 280-282, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Bei (d, t)-Reaktionen an leichten Kernen werden vorwiegend Löcherterme angeregt, die dem Herausschlagen eines Neutrons entsprechen. Vfl. untersuchen diese Prozesse für mittlere und schwere Kerne mit vielen besetzten Schalen. Sie messen die Tritonenspektren der (d, t)-Reaktionen an Fe, Zr, In, Au und Bi. Die 20 MeV-Deuteronen stammten aus einem Zyklotron; die Tritonenspektren wurden aus der Aktivität des auf Folien angesammelten Tritiums bestimmt. Für Fe und In betrug das gemessene Winkelintervall $15-40^\circ$; für Zr und Au wurden zwei Intervalle $8,5-23$ und $24,5-39^\circ$ ausgemessen. Hier liegen die Maxima der Verteilung, die praktisch allen möglichen l -Werten des herausgeschlagenen Neutrons außer $l = 0$ entsprechen. Alle Spektren zeigen eine i. a. doppelte intensive Tritonengruppe, die einer Anregungsenergie des Restkerns von $0-2$ MeV entspricht; angeregte Zustände oberhalb 2 MeV sind sehr viel unwahrscheinlicher. In allen diesen Kernen werden also vorwiegend die schwächtgebundenen Neutronen (aus der äußersten Schale) herausgeschlagen; die Breite der Gruppe ($1,5$ bis 2 MeV) ist die Streuung der Bindungsenergie. Die Ergebnisse stimmen mit dem überein, was sonst über die äußeren Schalen bekannt ist: Bei Zr^{90} äußere Neutronen $1g_{3/2}$, also $l = 4$ für das herausgeschlagene Neutron; dementsprechend Intensität des ersten Maximums für die beiden Winkelintervalle fast gleich; dagegen bei den Zr-Isotopen $91, 92$ und 94 Maximum für das zweite Intervall $4-5$ mal kleiner ($2d_{5/2}$ für übermagische Neutronen); bei Au^{197} beide Linien im höheren Winkelintervall stärker, äußere Neutronen $1_{13/2}$, $l = 6$. Besonders interessant ist die Ähnlichkeit der Spektren für alle untersuchten Kerne (bei der maximalen Tritonenenergie breite Gruppe mit 2 oder mehr ausgeprägten Maxima mit etwa 1 MeV Abstand trotz ganz verschiedener Kernstruktur); auch die ungefähre Gleichheit der absoluten differentiellen Querschnitte (Ausnahme: Fe) ist bemerkenswert.

Vogel.

11-836 N. I. Saika, O. F. Nemez und W. S. Prokopenko. Winkelverteilung der Protonen aus der Reaktion $Ca^{40}(d, p) Ca^{41}$. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 287-289, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Obwohl die Theorie der stripping-Reaktionen die COULOMB- und Kernwechselwirkung des Deuterons und Protons mit dem Kern sowie die Compound-Bildung nicht berücksichtigt, beschreibt sie viele Messungen gut. Ein wesentlicher Einwand ist die Anwendung der BORNschen Näherung, die bei mittleren und kleinen Deuteronenenergien nicht gerechtfertigt ist. Vfl. versuchen die Einflüsse dieser Faktoren auf die Winkelverteilungen zu trennen. Sie untersuchen die Winkelverteilung der Protonen aus der Reaktion $Ca^{40}(d, p) Ca^{41}$ für den Grundzustand und den ersten und dritten Anregungszustand für eine Deuteronenenergie von $13,6$ MeV. Für Ca^{40} ist wegen der Abgeschlossenheit von Neutronen- und Protonenschale eine geringe Bildungswahrscheinlichkeit für den Compound-Kern zu erwarten; außerdem besteht bei kleinen Deuteronenenergien eine starke Kernwechselwirkung, eine Fortsetzung nach hohen Energien schien interessant. Der Vergleich der Messungen für Grundzustand und Zustände mit $1,95$ und $2,42$ MeV, deren integrale Querschnitte sich verhalten wie $1:7,5:2,5$, mit der Theorie (für eine Wechselwirkungsradius $6 \cdot 10^{-13}$ cm) zeigt gute Übereinstimmung für Lage und Höhe des Maximums (das wohl auch zur Anpassung benutzt wurde), dagegen liegen die Meßpunkte für den Grundzustand höher, für die Anregungszustände tiefer als die theoretische Kurve bei kleinen Winkeln; bei großen Winkeln liefert die Theorie stets viel zu kleine Werte. Die Abweichung bei kleinen Winkeln kommt auf das Konto der Kernwechselwirkung. Die manchmal erwartete Verschiebung der Maxima nach kleineren Winkeln tritt nicht auf. Die gefundenen Spins, Paritäten und Energien der Zustände stimmen mit früheren Arbeiten überein.

Vogel.

837 **T. W. Bonner, F. W. Prosser jr. and J. Slattery.** *Scattering of high-energy neutrons by He^4 .* Phys. Rev. (2) **115**, 398-400, 1959, Nr. 2. (15. Juli.) (Houston, Tex., Rice U.) In einer mit Helium gefüllten Ionisationskammer wurde die Streuung von Neutronen an He^4 im Energiebereich von 16 bis 23,4 MeV untersucht. Bei $22,15 \pm 0,12$ MeV wurde eine Resonanz gefunden, die einer Anregungsenergie von $16,72 \pm 0,10$ MeV entspricht und die die gleiche ist, die man aus dem Maximum des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\text{T}(\text{d}, \text{n}) \text{He}^4$ gewinnt. Die Breite der Linie beträgt etwa 100 keV, d. h. ist viel schmäler als die des Grundzustandes von He^5 . Drehimpuls und Parität des Neutrons sind wahrscheinlich $\frac{3}{2}^+$ mit zwei Neutronen und einem Proton in der S-Schale und einem Proton und einem Neutron in der P-Schale. Eine solche Konfiguration würde eine große reduzierte Deuteronen-Breite der Reaktion $\text{T}(\text{d}, \text{n}) \text{He}^4$ und die kleine Neutronen-Breite erklären.
G. Weber.

838 **D. J. Hughes, H. Palevsky, W. Kley and E. Tunkelo.** *Atomic motions in water scattering of cold neutrons.* Phys. Rev. Letters **3**, 91-93, 1959, Nr. 2. (15. Juli.) (Upton, N.Y., Brookhaven Nat. Lab.) Die Bewegung von Atomen in Flüssigkeiten und Festkörpern wird mit Vorteil durch Streuung sehr langsamer Neutronen (etwa $5 \cdot 10^{-3}$ eV) ermittelt. Vff. wenden das Verfahren auf Wasser an, wobei eine Anzahl herausgehobener Vierierme beobachtet wird.
Uhlmann.

839 **R. Nasunoglu and G. R. Ringo.** *Transmission measurements with cold neutrons in hydrogenous liquids.* J. chem. Phys. **32**, 476-480, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Lemont, Ill., Argonne Nat. Lab.) Mittels eines Helix-Geschwindigkeits-Selektors, der genau betrieben wird, wurde die Durchlässigkeit von Wasser, Alkoholen, organischen Säuren, Zöl und Cyclohexan bei $26-28^\circ\text{C}$ für Neutronen im Bereich $5-20\text{\AA}$ bestimmt und Wirkungsquerschnitte berechnet. Diese geben Hinweise auf den Bindungscharakter. Bewegung der H-Atome in der Methylgruppe scheint nach den Messungen in Flüssigkeiten relativ frei zu sein.
M. Wiedemann.

840 **N. S. Amaglobeli und J. M. Kasarinow.** *Elastische Streuung von Neutronen an Protonen bei einer Energie von 630 MeV.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1587-1593, 1959, Nr. 6. (Engl. russ.) Messungen über die Streuung von 600 MeV-Neutronen an Protonen haben er gezeigt, daß die Genauigkeit zur Analyse des Streumechanismus noch nicht ausreicht. Eine Prüfung der von CHEW vorgeschlagenen Methode zur Bestimmung der vermittelten Kopplungskonstante Pion-Nukleon aus Streudaten ist nur möglich, wenn Meßpunkte der Winkelabhängigkeit des differentiellen Querschnitts um 0 und 180° weitestgehend dichter liegen. Dasselbe gilt für die Bestimmung des maximalen effektiven Drehimpulses I_{\max} und die gemeinsame Analyse der (n-p)- und (p-p)-Wechselwirkungen. Versuchen eine solche Verbesserung der Meßdaten mit monochromatischerem Neutronenstrahl oder engerem Spektralbereich des Neutronenbündels zu erzielen. Am Synchrozyklotron von Dubna maßen sie die differentiellen Querschnitte $\sigma_{np}(\theta)$ der elastischen (n-p)-Streuung für Winkel θ zwischen 11 und 180° im Schwerpunktsystem bei einer mittleren Neutronenenergie von 630 MeV. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit früheren Messungen bei einer mittleren Energie von 580 MeV überein. Gefundene differentielle Querschnitt in der Nähe von 180° wurde zur Bestimmung der Konstante der Pion-Nukleon-Wechselwirkung nach der Methode von CHEW benutzt; es gab sich $f^2 = 0,06 \pm 0,02$.
Vogel.

841 **Yoshikazu Tsuneoka.** *$\text{C}^{12}(n, n')$ 3α reaction induced by 14,8 MeV neutrons.* J. Phys. Soc. Japan **14**, 869-879, 1959, Nr. 7. (Juli.) (Kyoto, Univ., Fac. Sci., Dep. Phys.) In Kernemulsionen wird der durch d-Tritium Neutronen induzierte Zerfall $\text{C}^{12}(n, n')$ untersucht. Es werden dazu 403 Sterne ausgewertet. Die Winkelverteilung der unrichtig gesteuerten Neutronen liegt hauptsächlich in der Vorwärtsrichtung. Es wird gezeigt, daß im Mittel die obige Reaktion über die Bildung des Compoundkerns C^{13} erfolgt. Auswertung aller Sterne ergab, daß bei 148 Ereignissen direkter Zerfall des Kohlenstoffkerns vorlag, bei 193 Kaskadenzerfall über den Grundzustand von Be^8 und bei 62 Kaskadenzerfall über den ersten angeregten Zustand von Be^8 (148: 193: 62 2: 3: 1).
H. Wagenfeld.

11-842 J. A. Poirier, D. M. Bernstein and Jerome Pine. *Scattering of 200-MeV positrons by electrons.* Phys. Rev. (2) **117**, 557-565, 1960, Nr. 2. (15. Jan.) (Stanford, Calif., Univ. High-Energy Phys. Lab.) Die Streuung von Positronen durch Elektronen wurde durch Beschuß eines Beryllium-Targets mit 200 MeV Positronen untersucht, indem die Rückstoß-Elektronen in einer Nebelkammer hinter dem Target beobachtet wurden. Die Nebelkammer befand sich in einem magnetischen Feld, so daß die Energie der Elektronen bestimmt werden konnte. Das Experiment wurde im Energiebereich $88 \leq w \leq 200$ MeV ausgeführt. Die Positronen durchsetzen ebenfalls die Nebelkammer. Durch Auszählen der Spuren wurden sie gezählt. Die totale Ausbeute an Elektronen wurde zu $113 \pm 9\%$ bestimmt. Dieser Wert liegt unterhalb des von BHABHA in erster Ordnung errechneten. Die Differenz kann nicht interpretiert werden, solange keine Strahlungskorrekturen an die Theorie angebracht werden. Dagegen ist die Gestalt des Elektronenspektrums in guter Übereinstimmung mit der Theorie von BHABHA. Leisinger.

11-843 K. Gottfried. *Dispersive effects in elastic electron scattering by complex nuclei.* Nuclear Phys. **15**, 92-101, 1960, Nr. 1. (Febr.) (Copenhagen, Univ., Inst. Teor. Fys.) Es wird die Gültigkeit einer der Voraussetzungen bei der konventionellen Analyse der elastischen Elektronenstreudaten, nämlich der Nichtberücksichtigung der Dynamik des Targets (in Form virtueller Anregungen), unter Benutzung der allgemeinen Theorie des optischen Modells diskutiert. Da das optische Potential eine Entwicklung nach e^2 (und nicht nach Ze^2) besitzt, ist die Methode auch für große Z anwendbar (im Gegensatz zur BORNschen Näherung bei der Berechnung der Streuamplitude). Es zeigt sich, daß die Korrekturen, die von virtueller Korrelationsstreuung herrühren, beträchtlich kleiner als e^2 und daher völlig vernachlässigbar sind. Die infolge virtueller Anregungen einzelnen Protonen auftretenden Korrekturen sind wahrscheinlich wenig größer als e^2 .

H. Paul.

11-844 P. Budini and G. Furlan. *Electron-positron elastic scattering from extended nuclei.* Nuovo Cim. (10) **13**, 790-801, 1959, Nr. 4. (16. Aug.) (Trieste, Univ., Ist. Fis.; Ist. Naz. Fis. Nucl.) Die elastische Streuung von Elektronen an Positronen an einem ausgedehnten Kern wird unter Benutzung der zwiten BORNschen Näherung berechnet. Eine allgemeine Formel für jede Ladungsverteilung wird gegeben. Leisinger.

11-845 T. Tietz. *Electron scattering cross sections with relativistic correction in the first Born approximation for Thomas-Fermi and Hartree potentials.* Acta phys. hung. **10**, 19-27, 1959, Nr. 1. (Lodz, Pol., Univ., Dep. Theor. Phys.) Der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstreuung unter Berücksichtigung relativistischer Effekte wird in der ersten BORNschen Näherung für THOMAS-FERMI- und HARTREE-Potentiale berechnet. Beide Potentiale werden approximiert. Es zeigt sich, daß der Wirkungsquerschnitt ohne relativistische Korrekturen gut mit den numerischen Werten, die mit dem exakten THOMAS-FERMI-Potential berechnet wurden, übereinstimmt. Die Werte für das HARTREE-Feld weichen nur unwesentlich von den für das THOMAS-FERMI-Feld ab. Fünf 19 neutrale Atome wurden Anpassungen der HARTREE-Potentiale vorgenommen. Eine approximative Formel, die relativistische Korrekturen enthält, wurde für den totalen Streuwirkungsquerschnitt abgeleitet. Leisinger.

11-846 T. Tietz. *The penetrability of a Thomas-Fermi potential barrier.* Acta phys. hung. **11**, 53-57, 1960, Nr. 1. (Lodz, Pol., Univ., Dep. Theor. Phys.) Der Einfluß umgebender Elektronen auf die Durchdringungswahrscheinlichkeit der Kernbarriere wird betrachtet. Unter Benutzung der THOMAS-FERMISCHEN Potentialbarriere für ein freies neutrales Atom und der LANGERSCHEN Approximation wird die Durchdringungswahrscheinlichkeit berechnet. Die umgebenden Elektronen wirken in dem Sinne, daß die Potentialbarriere erniedrigt und die Dicke herabgesetzt wird. Die Theorie wird auf die Durchdringungswahrscheinlichkeit von Alphateilchen angewandt. Leisinger.

11-847 J. L. Lloyd and A. W. Wolfendale. *Large-angle scattering of fast μ mesons.* Phys. Rev. (2) **117**, 247-249, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (Durham, Engl., Univ., Durham Coll., Dep. Phys.) In der Weitwinkelstreuung von schnellen μ -Mesonen der Kosmischen Strahlung zeigt sich im Experiment eine Anomalie, die sich mit den üblichen Kernmodellen nicht

ären läßt. Neue Versuche von FUKUI, KITAMURA und WATASE (Ber. Nr. 6-832) tragen die Anomalie nicht. Eine Überprüfung dieser Arbeit ergab, daß die Versuche der Autoren für derartige Schlüsse unzureichend sind. Messerschmidt.

848 **Walter H. Barkas, Nripendra N. Biswas, Donald DeLise, John N. Dyer, Harry H. Heckman and Francis M. Smith.** *Interactions of 1,15-BeV/c K^- mesons in emulsion.* Phys. Rev. Letters **2**, 466-468, 1959, Nr. 11. (1. Juni.) (Berkeley, Calif., Univ. Lawrence Radiat. Lab.) Vf. setzten einen großen Stack von Ilford-K 5-Emulsionen der GOOD und TICHO entwickelten K^- -Strahlung von dem Impulswert 1,15 BeV/c aus. der Auswertung wurden etwa 600 Wechselwirkungen mit den Kernen der Emulsion gefunden. Diese Arbeit berichtet über zwei Gruppen von Ergebnissen: (A) eine Gruppe von 102 willkürlichen Ereignissen, (B) eine ausgesuchte Gruppe von Wechselwirkungen, in der Nähe des Minimums der Ionisation mehr als eine Gabelung erzeugen oder die in Hinweis auf die Erzeugung von Strange Particles in der Platte, in der das Ereignis lokalisiert war, geben. Die Ergebnisse der Untersuchungen sind folgende: (a) klare Tendenz zu einer Resonanz für die Reaktionen $K^- + N \rightarrow \pi^- + \pi^- + Y$ und $K^- + N \rightarrow K^- + \pi^- + \pi^-$; (b) ein Beweis für die Existenz der Reaktion $K^- + N + N \rightarrow Y + Y + K^0$ oder $K^- + N \rightarrow \Xi^- + K^0$ gefolgt von der Reaktion $\Xi^- + N \rightarrow Y + Y$; (c) ein möglicherweise eines „Kaskaden-Hyperfragments“, d. h. eines solchen Ereignisses, das zwei Einheiten von negativer Strangeness besitzt; (d) es wurde kein Kaskadenteilchen oder K^+ -ion mit Bestimmtheit identifiziert. Allkofer.

849 **W. Królikowski.** *Scattering of kaons with $\bar{K}K \pi\pi$ coupling in the fixed-source approximation.* Bull. Acad. polon. Sci. (math. astr. phys.) **8**, 63-66, 1960, Nr. 1. (Warsaw, Univ., Inst. Theor. Phys.) Die Annahme der pseudoskalaren YUKAWA-Kopplung oder der Vektor-Kopplung zwischen Baryonen und K-Mesonen führt, wie vom Vf. früher (in Näherung, in der das Baryon als feste Quelle idealisiert wird) gezeigt wurde, zu der Möglichkeit einer $T = 1$ -Resonanz bei hohen Energien für die Streuung von K-Mesonen auf Nukleonen. Da bis jetzt bei der $p + K^+$ -Streuung keine derartige Resonanz beobachtet wurde, liegt es nahe, eine zusätzliche Wechselwirkung für K-Mesonen in Betracht zu ziehen; dann könnte man nämlich eine beträchtlich kleinere NYK-Kopplungskonstante benutzen, was den Wegfall der $T = 1$ -Resonanz nach sich ziehen und gleichzeitig den korrekt hohen Wert des Wirkungsquerschnittes liefern würde. In der vliegenden Arbeit wird dargetan, daß die vor kurzem von BARSHAY vorgeschlagene $\pi\pi$ -Wechselwirkung als eine solche zusätzliche Wechselwirkung in Frage kommt; es ist nämlich gezeigt, daß die $\bar{K}K\pi\pi$ -Wechselwirkung zusammen mit der NYK-Wechselwirkung, wie zu verlangen ist, zu einem konstanten Wirkungsquerschnitt für S-Wellen bei $T = 1$ bei niedrigen Energien führt. H. Paul.

850 **J. L. Grigorjew und N. A. Mitin.** *Elastische Streuung von π^+ -Mesonen mit einer Energie von 390 MeV an Protonen.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1583-1586, 1959, Nr. 6. (Originalausgabe) Bei der π^+ -p-Streuung leisten bis zu hohen Energien (300 MeV) der S- und der P-Zustand den Hauptbeitrag; über den Beitrag höherer Zustände wußte man bisher nichts. Vf. messen mit Hilfe von Kernemulsionen die Winkelverteilung von 390 ± 10 MeV- π^+ -Mesonen nach elastischer Streuung an den Protonen der Emulsion (NIKFI-Räten, Dicke 400μ). Die Emulsionen wurden unter früher beschriebenen Bedingungen aufgenommen (J. exp. theor. Phys. **31**, 37, 1956; **32**, 440, 1957). Die Pionenenergie wurde durch ein magnetisches Mesonenspektrometer erzeugt und aus der Energie der Rückstreu-Protonen bestimmt, die in der Emulsion gebremst werden; beide Bestimmungsmethoden liefern übereinstimmende Anfangsenergien. Der differentielle Streuquerschnitt läßt sich beschreiben durch das Polynom $(1,12 \pm 0,22) + (5,27 \pm 0,84) \cos \theta + (3 \pm 1,08) \cos 2\theta 10^{-27} \text{ cm}^2/\text{sterad}$. Die Phasenverschiebungen der FERMISCHEN Lösungen ergeben sich unter der Voraussetzung, daß nur der S- und der P-Zustand an der Streuung beteiligt sind, zu $\delta_3 = -34^\circ$; $\delta_{33} = 151^\circ$; $\delta_{31} = -16^\circ$; die entsprechenden geschwungenen Werte sind $\delta_3 = -34^\circ$; $\delta_{33} = 160^\circ$; $\delta_{31} = -33^\circ$. Der Realteil der Amplitude der D_+ -Vorwärtsstreuung ergibt sich damit zu $-4,29 10^{-18} \text{ cm}$, was gut dem Wert der Kausalitätsbedingung mit einer Kopplungskonstante der Meson-Nukleonen-Wechselwirkung von $f^2 = 0,08$ entspricht. Vogel.

11-851 B. L. Joffe. *Analytisches Verhalten und Unitarität bei der Streuung skalarer Mesonen am statischen Nukleon.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1764-1769, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Es wird untersucht, ob Regularitäts- und Unitaritätsbedingungen (ergänzt durch Daten über das Massenspektrum) ausreichen zur Bestimmung der Amplituden verschiedener physikalischer Prozesse. Nach CASTILLEJO, DALITZ und DYSON (Ber. **37**, 1319, 1958) trifft dies für die Streuung geladener oder neutraler skalarer Mesonen am statischen Nukleon in der Einmesonennäherung nicht zu, denn man kann ohne Verletzung von Regularität und Unitarität Zusatzglieder zur Streuamplitude fügen. Vf. behandelt dasselbe Problem nach einer etwas anderen Methode, wobei die physikalische Bedeutung der auftretenden Uneindeutigkeit klarer wird. Das Verfahren besteht darin, daß man die analytischen Eigenschaften der Streuamplitude für die gesamte mehrblättrige RIEMANNSche Fläche vorgibt. Es zeigt sich, daß die bei der Lösung auftretenden Uneindeutigkeiten den Charakter virtueller oder BREIT-WIGNER-Terme haben können. Eine ähnliche Behandlung für die Streuung von Mesonen an Nukleonen im Modell von LEE wird angedeutet. Hier sind allerdings Regularitäts- und Unitaritätsbedingung unvereinbar, falls man annimmt, daß es nur einen Verzweigungspunkt gibt (dies müßte der Fall sein, wenn nur der Prozeß $N + \theta \rightarrow V$, nicht aber der Prozeß $V + \theta \rightarrow N$ möglich ist); ein ähnliches Ergebnis erhielt TER MARTIROSJAN (Ber. Nr. 8-125). Vogel.

11-852 A. D. Galanin. *Zur Streuung von Mesonen an Nukleonen bei großen Drehimpulsen.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 243-247, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Auf Grund des von OKUN und POMERANTSCHUK (Ber. **38**, 1430, 1959) angegebenen Hauptdiagramms für die $\pi\pi$ -Streuung bei großen Drehimpulsen, in dem die Amplituden der $\pi\pi$ - und der $\pi\pi$ -Streuung auftreten, werden die Phasen der $\pi\pi$ -Streuung durch die Konstante der $\pi\pi$ -Wechselwirkung ausgedrückt. Die Streuphasen werden in diesem Fall durch die Amplitude in der Umgebung des nächsten singulären Punktes im übertragenen Impuls q^2 bestimmt ($q^2 = 4\mu^2$, folgende Singularität bei $q^2 = 16\mu^2$). Wegen des großen Abstandes dieser Singularitäten kann man annehmen, daß das untersuchte Diagramm auch bei nicht zu hohen Drehimpulsen überwiegt. Nimmt man allerdings eine Ausdehnbarkeit der Ergebnisse auch auf $l = 2$ an und setzt voraus, daß die $\pi\pi$ -Streuamplitude bei kleinen Energien keinen Resonanzcharakter hat, so ergibt sich ein Widerspruch mit Messungen von MUCHIN und PONTECORVO (Ber. **37**, 1587, 1958). Diese Diskrepanz deutet also auf eine Resonanz in der $\pi\pi$ -Amplitude hin, oder die Zweimesonenwechselwirkung nach OKUN-POMERANTSCHUK überwiegt bei $l = 2$ nicht mehr. Vogel.

11-853 E. Malamud. *Absorption of 1-Bev photons.* Phys. Rev. (2) **115**, 687-694, 1959, Nr. 3. (1. Aug.) (Ithaca, N. Y., Cornell Univ., Lab. Nucl. Stud.) Die totalen Wirkungsquerschnitte für die Abschwächung von hochenergetischer Gamma-Strahlung wurden in verschiedenen Elementen gemessen. Die Änderung mit der Ordnungszahl Z wurde durch Messung der Absorption von Gamma-Strahlung der Energie 1 BeV in zwölf verschiedenen Elementen — von Wasserstoff bis zum Uran — beobachtet. Zusätzliche Messungen bei den Energiewerten 400 und 700 MeV wurden in Kupfer durchgeführt, um die Energieabhängigkeit der Absorptionsprozesse aufzuzeigen. Diese Ergebnisse wurden mit denen anderer Autoren bei niedrigen Energiewerten kombiniert; es zeigt sich, daß sich mit der Theorie der Paarbildung im Kernfeld genau die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Ordnungszahl und der Photonenenergie voraussagen lassen. Die Messungen mit Elementen von kleinem Z geben Auskunft über die Paarbildung im Feld der Elektronen. Die Ergebnisse stimmen besser mit den Berechnungen von WHEELER und LAMB überein als mit denen von JOSEPH und ROHRLICH. Außerdem wurde ein kleines Experiment zur Messung der Symmetrie der Energieverteilung zwischen dem bei der Paarbildung gebildeten Elektron und Positron durchgeführt. Diese Ergebnisse zeigen, daß die Energieverteilungs-Kurve symmetrisch ist, wie durch die Theorie vorausgesagt wird.

Allkofer.

11-854 L. G. Hyman, R. Ely, D. H. Frisch and M. A. Wahlig. *Scattering of 50- to 140-MeV photons by protons and deuterons.* Phys. Rev. Letters **3**, 93-96, 1959, Nr. 2. (15. Juli. (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Phys. Dep., Lab. Nucl. Sci.) Die COMPTON-Streuung von Photonen an Protonen und Deuteronen unterhalb der Schwelle der Photo- π -Erzeugung wird experimentell untersucht. Für Deuteriumkerne ist die Streuung stärker als theoretisch zu erwarten war. Uhlmann.

855 **Sölve Hultberg and Ziemowid Sujkowski.** *Beta-spectrometric study of the angular distribution of the K-, L- and M+N+ ... -shell photo-electrons from uranium.* Phys. Rev. Letters **3**, 227—229, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Stockholm, Swed., Nobel Inst. Phys.) Die Abhängigkeit der emittierten Photoelektronen aus der K, L und M+N+ ... Schale vom Winkel zwischen den Photoelektronen und dem auffallenden Gamma-Strahl wurde für Protonen-Energien von 412, 662 und 1332 keV gemessen. Dabei rotierte in einem doppelt fokussierenden Beta-Spektrometer die Quelle in einem Abstand von 10 cm um die Folie. Wegen der relativ großen Ausdehnung der Quelle wurden die Winkel für gegebene Winkel korrigiert. Die wichtigsten Ergebnisse werden diskutiert.

Röhrs.

856 **L. I. Lapidus und Chou Kuang-chao.** *Dispersionsbeziehungen für die Streuung γ -Quanten an Nukleonen.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1714—1721, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die bisher für die Streuung von γ -Quanten an Nukleonen entwickelten Dispersionsbeziehungen enthalten Ultrarot-Divergenzen, die höchstens eine Anwendung zur Analyse experimenteller Daten erlauben. Vff. leiten Dispersionsbeziehungen mit einer Substitution in einer für die Anwendung sehr bequemen Form ab. Für die Vorwärtsstreuung ergeben sich sechs Beziehungen ohne unbekannte Konstanten oder Ultrarot-Divergenzen. Später sollen sie auf die Streuung von γ -Quanten in der Nähe der Mesonenergieangsschwelle angewandt werden.

Vogel.

857 **I. J. Barit, M. I. Podgorezki und F. L. Schapiro.** *Einige mögliche Anwendungen der Resonanzstreuung von γ -Strahlung.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 301—302, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vff. nehmen Bezug auf die Arbeiten von MöSSBAUER und CRAIG u. a. (Ber. **58**, 1693, 1959; Bull. Am. Phys. Soc. **4**, 373, 1959) in denen gezeigt wird, daß bei niedrigen Temperaturen bei einem beträchtlichen Bruchteil der Absorptions- und Emissionsprozesse verhältnismäßig energieärmer γ -Quanten das Kristallgitter den Rückstoß des Elektrons aufnimmt, so daß DOPPLER-Verschiebung und -Verbreiterung wegfallen und die Resonanz möglich wird. Dort wurde die Abhängigkeit des Resonanzabsorptionsquerschnittes von der Relativgeschwindigkeit zwischen Quelle und Absorber gemessen; die 129 keV-Strahlung des Ir¹⁹¹ (relative Breite 10^{-10}) äußerte sich der DOPPLER-Effekt schon bei Geschwindigkeiten von 1 cm/s. Vff. schlagen eine neue Verwendungsart dieses Effekts zur Untersuchung verschiedener Verschiebungen und Aufspaltungen von Atomniveaus vor, z. B. solcher durch transversalen DOPPLER-Effekt, Kern-ZEEMAN-Effekt und Verschiebung im Schwerfeld nach der allgemeinen Relativitätstheorie. Für die ersten beiden Effekte müßten Verschiebungen von 10^{-7} — 10^{-8} eV beobachtbar sein, während die Gravitationsverschiebung für eine Höhendifferenz von 10 m und ein 100 keV-Elektron solche von 10^{-10} eV. Dazu braucht man sehr schmale Linien (natürliche Breite und zusätzliche Verbreiterung klein); eine Linie mit einer Lebensdauer von 10^{-5} s findet sich zwar nicht, wohl aber ein isomerer Zustand mit $\Gamma/E = 10^{-15}$, nämlich der 92 keV-Zustand von Zn⁶⁷ ($\tau = 9,3 \cdot 10^{-6}$ s), angeregt durch K-Einfang in Ga⁶⁷ (Halbwertszeit 78 h). Ein solcher könnte sogar der Gravitationseffekt nachgewiesen werden.

Vogel.

858 **M. Gawrilä.** *Relativistischer Photoeffekt in der L-Schale.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 311—311, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Der nichtrelativistische Photoeffekt in der L-Schale wurde vollständig von HALL und BETHE-SALPETER behandelt, der relativistische trotz seiner Bedeutung für die β -Spektrometrie noch nicht. Exakte analytische Ausdrücke für die relativistischen Querschnitte sind nicht angebbar, also versucht Vff. eine Näherung für leichte Elemente aufzustellen. Für die L₁-Unterschale wurden Querschnitte bis zur ersten Ordnung in αZ einschließlich berechnet, für die L_{II}- und L_{III}-Unterschalen bis zur nullten Ordnung. Die Rechnung stützt sich wie üblich auf die Näherung des COULOMBSchen Zentralfeldes für Einzelelektronen mit einer effektiven Kernladung 4,5. Der Spinor des Elektronenendzustandes wird in BORNscher Näherung dargestellt. Die Integration der Matrixelemente im Impulsraum verläuft analog wie früher für die K-Schale (Ber. Nr. 3—360). Bei der Summation der Beiträge zum differentiellen Querschnitt werden die beiden Spinorientierungen im Endzustand durch sehr komplexe Spurberechnungen berücksichtigt. Für differentiellen und integralen Querschnitt werden vollständige Ausdrücke angegeben, die für $(\pi \alpha Z_s/\beta)^2 \ll 1$ bei der L₁-Unterschale

und für $\pi\alpha Z_n/\beta \ll 1$ bei L_{II} und L_{III} gelten. Im ultrarelativistischen Fall werden die integralen Querschnitte proportional mc^2/hv ; Für kleine Energien (Vernachlässigung der Ordnung β^2) gehen die Winkelverteilungen in die nichtrelativistischen Ausdrücke von SCHUR über. Der integrale Querschnitt nimmt hier schwächer mit der Photonenergie ab als im nichtrelativistischen Fall.

Vogel

11-859 R. Steinmauer. *Die kosmische Strahlung im Internationalen Geophysikalischen Jahr.* Acta phys. austr. **13**, 224-230, 1960, Nr. 2. (Innsbruck, Univ., Phys. Inst.) Vortrag auf der Herbsttagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck, Oktober 1959. Neben allgemeinen Ergebnissen des Geophysikalischen Jahres wurde über Messungen auf dem Hafelekar ($h = 2300$ m) bei Innsbruck berichtet. Drei waren zwei Ionisationskammern und zwei gegen die Vertikale geneigte Kleinwinkel-teleskope aufgestellt. 1. Am 10., 15. und 17. 7. 1959 wurden drei FORBUSH-Effekte mit einem Absinken der Intensität um 11% beobachtet. Es waren drei chromosphärische Eruptionen der Klasse 3+ vorangegangen, denen starke magnetische Stürme folgten. Der Normalwert der Strahlung wurde erst nach 80 Tagen wieder erreicht. 2. Zwischen der Sonnenaktivität und der Strahlungsintensität besteht ein antiparalleler Gang, was an dem Material ab 1936 gezeigt wurde. 3. Das magnetische Verhalten der Sonnenflecken zeigt eine 22jährige Periode. Diese scheint in der Lage des Maximums des Tagesganges zum Ausdruck zu kommen. 4. Als bedeutendstes Ereignis des IGJ wird die Entdeckung des VAN ALLEN-Gürtels erwähnt.

Messerschmidt.

11-860 Frank B. McDonald and William R. Webber. *Proton component of the primary cosmic radiation.* Phys. Rev. (2) **115**, 194-205, 1959, Nr. 1. (1. Juli.) (Iowa City, I., Univ. London, Engl., Imp. Coll.) Die Protonenkomponente der kosmischen Ultrastrahlung wurde ausgiebigst in großen Höhen an Hand einer Serie von sechs Skyhook-Ballonaufstiegen auf verschiedenen Breitengraden mit Hilfe der ČERENKOV-Szintillations-Zähltechnik untersucht. Die Intensität der primären Protonen wurde an den geographischen Breiten 4° , 41° , 53° und 55° gemessen. Das differentielle Energiespektrum der Protonen wurde direkt in dem Energiebereich von 250 bis 750 MeV gemessen. Es wurde beobachtet, daß die primären Alphas und Protonen dieselbe Gestalt des Steifigkeitsspektrums in dem Bereich von 1 Bv bis 17 Bv aufweisen. Eine Reihe von Abschneide-Steifigkeiten wurde in der Nähe von $\lambda = 53^\circ$ und $\lambda = 55^\circ$ gemessen. Die Intensität und Zusammensetzung eines schnellen Albedos wurde bei den Breitengraden $\lambda = 4^\circ$, 53° und 55° bestimmt. Deutlich hervortretende Zeitvariationen wurden zwischen den drei Flügen in großen Höhen beobachtet. Die in den Intensitäten und den Energiespektren beobachteten Unterschiede bei diesen drei Flügen werden diskutiert.

Alkofler.

11-861 H. Aizu, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, M. Koshiba, I. Mito, J. Nishimura, K. Yokozawa and Marcel Schein. *Heavy nuclei in the primary cosmic radiation at Prince Albert, Canada I. Carbon, nitrogen and oxygen.* Phys. Rev. (2) **116**, 436-444, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Tokyo, Jap., Univ., Inst. Nucl. Stud.; Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud., Dep. Phys.) 200 Ilford G5 Emulsionsschichten $10 \times 15 \text{ cm}^2$ wurden in 36 km Höhe unter 61° N 8 h lang in vertikaler Lage exponiert. Über dem Paket befanden sich verschiedene Emulsionsschichten in horizontaler Lage. Es wurden 81 Kerne von C, 43 von N und $3/4$ von O festgestellt. Die Energien wurden bis zu 1 BeV/Nukleon bestimmt. Das Spektrum zeigt ein breites Maximum bei 550 MeV/Nukleon bezogen auf den Gipfel der Atmosphäre. Für das gesamte Problem erscheint es zweckmäßig, das Spektrum anderer Kerne noch zu untersuchen.

Messerschmidt.

11-862 Marcel Schein, D. M. Haskin, E. Lohrmann and M. W. Teucher. *Multiparticle meson production in nucleon-nucleon interactions at energies of 10^{12} ev.* Phys. Rev. (2) **116**, 1238-1247, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Chicago, Ill., Univ., Dep. Phys.) Ein Paket mit 100 G5-Emulsionen $30 \times 15 \text{ cm}^2$ groß und 600μ dick wurde 8 h in 33 km Höhe exponiert. Ein Ereignis vom Typ 0 + 20 p bei einer Primärenergie von $2,7 \cdot 10^3$ GeV und ein Ereignis vom Typ 0 + 20 n mit einer Primärenergie von $1,4 \cdot 10^3$ GeV wurden aufgefunden. Die Energie- und die Winkelverteilungen der Schauerteilchen wurden für beide Ereignisse im C. M. System bestimmt. Dabei werden die Teilchen mit der größten

rgie unter kleinen Winkeln im C. M. System emittiert. Die Schauerteilchen konnten en Schichten bis zu weiteren Reaktionen verfolgt werden. Die Energieverteilung der onen hat bei kleinen Energien ihr Maximum, reicht aber bis zu 10 BeV. In einem übernahm ein π^0 -Meson 23% der Gesamtenergie. Der Mittelwert der transversalen nente der Schauerteilchen liegt bei 0,3 BeV/c. Messerschmidt.

63 S. Hasegawa. *Analysis of a high energy nuclear interaction in emulsion chamber.* vo Cim. (10) **14**, 909-930, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Tokyo, Inst. Nucl. Study.) Ein Schauer hoher Energie mit einer Primärenergie von 10^{14} eV, der in einer Emulsions- mer gefunden wurde, wird in weitem Umfange analysiert. Die Verteilung des Trans- alimpulses der sekundär gebildeten π^0 -Mesonen wurde gemessen, wobei sich ein erler Wert von 450 MeV/c ergab. Die Abhängigkeit des Emissionswinkels vom nsversalimpuls der durch den Zerfall gebildeten γ -Strahlen wird durch zwei ver- edene Methoden untersucht. Dabei konnte keine beträchtliche Änderung des Trans- alimpulses in Abhängigkeit vom Emissionswinkel festgestellt werden. Die Winkel- teilung sowohl der geladenen sekundär gebildeten als auch der neutralen π -Mesonen verglichen und hierbei keine nennenswerte Änderung gefunden. Die Kaskaden- auer-Funktion in der Emulsionskammer im frühen Stadium der Entwicklung des Kadenschauers wird experimentell zum Zwecke der Energiebestimmung der durch Zerfall der π^0 -Mesonen gebildeten γ -Strahlung konstruiert. Schließlich wird die alt der gesamten Strukturfunktion mit vielen verschiedenen γ -Strahlungsquellen rsucht und mit Hilfe dieser Analyse kann diejenige Energie, die in die weiche Kom- ente des Jet-Schauers übergeht und die mittlere Multiplizität der γ -Strahlung be- mt werden. Allkofer.

64 A. P. Mischakowa und B. A. Nikolski. *Winkelverteilung der Schauerteilchen in siven Schauern, die durch sehr schnelle kosmische Teilchen erzeugt werden.* Sh. exp. Fis. **37**, 1594-1603, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei den explosiven Schauern kennt bisher eine Anisotropie im Schwerpunktssystem: Um 0° und 180° ist die Teilchen- te am größten. Dabei wird Symmetrie um $\pi/2$ angenommen, wie sie bei Nukleon- leon-Stößen auch vorliegen muß, dagegen nicht trivialerweise bei Nukleon-Kern- en. Vlf. setzen eine frühere Arbeit (Ber. **38**, 1919, 1959) über die Winkelverteilung chauern mit $10^{10}-10^{13}$ eV fort, in der sich ergab, daß beim unmittelbaren Über- vom Labor- zum Schwerpunktssystem keine Symmetrie um $\pi/2$ herrscht (mehr en um 180°). Jetzt wird untersucht, ob diese Asymmetrie vielleicht nur auf syste- schen Fehlern beruht. Es werden experimentelle und rechnerische Daten über die ngenigkigkeit der Anzahl von Schauerteilchenpaaren vom Winkel zwischen ihnen ge- ht. Die Analyse der Meßfehler zeigt eine Deformation der Verteilung für $\lesssim 10^\circ$ lge der Fehler in der Bestimmung der Achsenrichtung des Schauers). Diese Defor- on verringert scheinbar die Teilchenzahl für kleine Winkel. Untersuchungen der korrelation bestätigen ebenfalls, daß doch eine Symmetrie um $\pi/2$ vorliegt, auch n das Primärteilchen mit einem Kern-Nukleon stößt; eine Paar-Winkelkorrelation nicht auf. Diese Symmetrie bei hohen Primärenergien bestätigt die hydrodyna- ne Theorie von LANDAU-BELENKI. Vogel.

65 A. A. Warfolomejew, R. I. Gerassimowa, I. I. Gürjewitsch, L. A. Makarjina, Romanzewa und S. A. Tschujewa. *Einfluß der Dichte des Mediums auf die Brems- lung in Elektron-Photon-Schauern mit Energien von $10^{11}-10^{13}$ eV.* Sh. exp. teor. Fis. **3-45**, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Nach TER-MIKHAELJAN treten Polarisationseffekte nulsionen bei Frequenzen $\omega \ll 7 \cdot 10^{-5}$ E/h der Quanten auf (E Elektronenergie); gilt für die Strahlungsintensität J statt der BETHE-HEITLERSchen Beziehung $\omega \omega$ die Beziehung $dJ \sim \omega^2 d\omega / E^2$; die Mehrfachstreuung nach LANDAU und ERANTSCHUK tritt in einer Emulsion im Frequenzbereich $7 \cdot 10^{-5} \ll \omega / E \ll 2 \cdot 10^{-8} E$ auf und führt zu einer Abhängigkeit $dJ \sim \nu \omega d\omega / E$. Für $E = 5 \cdot 10^{11}-10^{12}$ eV der Einfluß des Mediums die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Brems- ten mit $\omega \lesssim 10^9$ eV wesentlich herabsetzen, was auf die Energieverteilung der adenelektronen und Paare von um so größerem Einfluß ist, je kleiner die Tiefe t ist. Überprüfung der Berechnungen elektromagnetischer Kaskaden in Kernemulsionen

unter Berücksichtigung der tatsächlichen, nicht asymptotischen Querschritte der elektromagnetischen Elementarprozesse (Ber. Nr. 4-861), nach den Varianten von BETHE-HEITLER bzw. MIGDAL unter Berücksichtigung beider Effekte des Mediums wurde 15 Elektron-Photon-Schauer mit Energien zwischen 10^{11} und 10^{13} eV untersucht, die in Emulsionspacks registriert worden waren. Die Energie der Primärquanten ergab sich aus dem Energiespektrum der Schauerelektronen in einer Tiefe von 2,5-3 Strahlungseinheiten und aus dem Abschirmeffekt an den ersten Paaren. Das Energiespektrum der Paare, die in Tiefen bis 1,5 Strahlungseinheiten erzeugt wurden, ist mit dem einfachen BETHE-HEITLER-Schema nicht zu vereinbaren, dagegen recht gut mit dem MIGDALschen Schema (mit Mehrfachstreuung und Polarisation des Mediums). Zur quantitativen Prüfung ist eine Vergrößerung des statistischen Materials nötig. Vogel.

11-866 A. T. Abrossimow, G. A. Basilewskaja, W. I. Solowjewa und G. B. Christiansen. *Ausgedehnte Luftschauber von sehr hohen Energien.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 100-107, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Es werden Schauer mit Teilchenzahlen zwischen $5 \cdot 10^6$ und 10^8 in einer Apparatur untersucht, die einen Teil der großen Apparatur zur komplexen Untersuchung ausgedehnter Luftschauber in Meereshöhe (Moskauer Universität) bildet. Die Ergebnisse über die absolute Schauerintensität, den Exponenten der Verteilung über die Teilchenzahl und die räumliche Verteilung der Elektron-Photon-Komponente und der Myonen bestätigen i. a. frühere Ergebnisse: Der Exponent des integralen Schauerspektrums in Abhängigkeit von der Teilchenzahl ändert sich im Gebiet von $N \approx 10^6$ ziemlich plötzlich; die Daten über die Elektron-Photon-Komponente deuten an, daß entweder in der oberen Atmosphäre für Schauer sehr hoher Energie kein Gleichgewicht zwischen Elektron-Photon und Kern-Komponente besteht, oder daß die räumliche Verteilung der Elektronen an der Schauerperipherie nicht nur durch COULOMB-Streuung, sondern auch durch die Winkeldivergenz der Teilchenbahnen bei den Elementarakten des Kernkaskadenprozesses bestimmt wird. Die räumliche Verteilung läßt sich durch einen Parameter $s = 1,47$ nach NISHIMURA und KAMATA in allen Abständen deuten; zur Erklärung des Absorptionskoeffizienten für die Schauer ist aber ein kleinere Parameter nötig. Vogel.

11-867 A. A. Jemeljanow und I. L. Rosental. *Das Zweizentrenmodell und die hydrodynamische Theorie der Vielfacherzeugung von Teilchen.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 194-197, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Kinematik von Schauern mit einer ausgesprochenen Zweigegelstruktur im Schwerpunktssystem läßt sich angenähert mit Hilfe eines Modells beschreiben, in dem nach dem Stoß zwei nahezu unabhängige Systeme entstehen (fireballs), die dann isotrop in ihrem Eigensystem in reale Teilchen zerfallen. Dem steht entgegen, daß die hydrodynamische Theorie der Vielfacherzeugung (LANDAU) die Existenz eines einheitlichen Systems im Moment des Stoßes fordert. Vll. weisen jedoch nach, daß die hydrodynamische Theorie grundsätzlich auch eine Stoßkinematik ganz ähnlich der im Zweizentrenmodell geforderten enthält (üblicherweise liegt das Maximum der Winkelverteilung im Schwerpunktssystem bei $\pi/2$ mit der Abszisse $\eta = -\ln \operatorname{tg} \theta$, experimentell liegt dort manchmal ein Minimum zwischen zwei Gipfeln). Es wird gezeigt, daß diese hydrodynamische Theorie eigentlich stets eine solche Zweigipfligkeit liefert (auf beiden Enden der Winkelverteilung sind thermisch verschmierte δ -Funktionen aufgesetzt, die aus der „einfachen“ Welle stammen), obwohl diese meist nicht in Erscheinung tritt. Die Höhe der aufgesetzten Spitzen hängt vom Verhältnis der End- zu Anfangstemperatur ab, das stark variieren kann; es wird ein Fall für $E_0 = 10^{12}$ eV durchgerechnet, bei dem eine Verdopplung des Radius des Wechselwirkungsvolumens V schon zu einer ausgesprochenen Zweigipfligkeit der Winkelverteilung führt. Eine Entscheidung zwischen den beiden Modellen ist vorläufig noch nicht sicher möglich; Unterschiede liegen z. B. darin, daß bei Zunahme der Energie die Bedeutung der einfachen Welle abnimmt (wenn man keine Zunahme von V_0 mit der Energie annimmt, müßt im obigen Beispiel oberhalb 10^{13} die „hydrodynamische“ Zweigipfligkeit verschwinden). Vogel.

11-868 S. I. Mischnew und S. I. Nikolski. *Anzahl der ausgedehnten Luftschauber der kosmischen Strahlung in der Nähe des Meeresspiegels.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 257-258, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vll. wandeln die Methode des Dichtespektrums (Messung de-

nängigkeit der Anzahl von Mehrfachkoinzidenzen in den Zählern von deren effektiver che; Bestimmung der Schauerzahl daraus mit Hilfe der bekannten räumlichen Ver-ung der Schauer unter Annahme einer Potenzabhängigkeit der Schauerverteilung über Teilchenzahl mit konstantem oder langsam veränderlichem Exponenten) zur An-dung auf individuelle Schauer mit kleiner Teilchenzahl ab, indem sie nur diejenigen erfachkoinzidenzen registrieren (vier Zählrohrgruppen), die nicht mit Dreifach-koinzidenzen in einer der drei ringsum gelegenen Dreier-Zählrohrgruppen mit gleicher che verbunden sind. Die Zählrohrquerschnitte wurden in allen Registrierungs-älen gleichzeitig variiert ($0,4 \text{ m}^2$; $0,2 \text{ m}^2$, 990 cm^2 ; 330 cm^2 und 165 cm^2). Gegenüber üblichen Aufnahme eines Dichtespektrums kann man so die Unterschiede in den lchenzahlen der Schauer verringern, die die Apparatur bei gegebener Fläche in-trieb setzen (die Antikoinzidenzbedingung zwischen zentralen und peripheren Zähl-rohrgruppen verringert die Registrierungswahrscheinlichkeit für Schauer mit Achsen-herhalb der zentralen Gruppe.). Zur Bestimmung der Anzahl der Schauer wurde ein ergrales Spektrum von der Form $A/N^{1.45}$ angenommen, ferner eine von der Teilchen-ll unabhängige räumliche Verteilung der geladenen Teilchen. Durch Anpassung an in 200 m Höhe beobachteten Wert ergibt sich $A = 9 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2} \text{ h}^{-1}$ (bei NORMAN, . 36, 1539, 1957, $1,15 \cdot 10^5 \text{ m}^{-2} \text{ h}^{-1}$ was nicht so gut mit den Daten aus der individu-n Untersuchung ausgedehnter Schauer übereinstimmt).

Vogel.

869 **S. N. Wernow, N. N. Gorjunow, W. A. Dmitrijew, G. W. Kulikow, J. A. Netschin G. B. Christiansen.** Über die räumliche Verteilungsfunktion des Stroms geladener Teilchen in einem individuellen ausgedehnten Luftschauder. *Sh. exp. teor. Fis.* 38, 297-298, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) In der Apparatur zur komplexen Untersuchung ausgedehnter Schauer der Moskauer Universität wurden individuelle Größen eines registrierten auers, speziell die Verteilung der geladenen Teilchen bis 25 m von der Schauerachse genommen. Dazu dienten zahlreiche als Hodoskop geschaltete GEIGER-MÜLLER-ler und ein Detektor für den Schauerkern aus zwei Reihen von Ionisationskammern, en erste, mit Blei abgeschirmt, die Verteilung des Energiestroms der Elektron-pton-Komponente in Achsennähe festlegt. Aus dieser Verteilung kann die Lage der use für einen genügend starken Schauer bis auf eine Kammerlänge (25 cm) genau immt werden. Die Hodoskop-Zähler ermitteln die Stromdichte geladener Teilchen verschiedenen Achsenabständen. Es wurden 26 besonders dichte Schauer ($N \geq 10^5$) gewählt, deren Stromdichten jeweils in einem anderen Bereich erfaßt wurden. Die esenen Verteilungen wurden mit den Rechnungen von NISHIMURA und KAMATA yskik der kosmischen Strahlung, Redaktion D. WILSON, 3, 7, 1959) für verschiedene skadenparameter S verglichen. Die theoretischen Kurven wurden an die beobach-tan Hand der Gesamtteilchenzahl im Kreis mit 25 m Radius angepaßt. Die Er-nisse weisen auf die Existenz ausgedehnter Luftschauder verschiedenen Alters in reshöhe hin.

Vogel.

870 **Kiyoshi Nishikawa.** A jet shower with energy of $5 \cdot 10^{13} \text{ eV}$ found in emulsion nber. *J. phys. Soc. Japan* 14, 880-887, 1959, Nr. 7. (Juli.) (Wakayama, Univ., . Phys.) Ein 1956 in einer Kernemulsionskammer in der Umgebung von Kobe an) in 23 km Höhe aufgenommener hochenergetischer Höhenstrahlschauer wurde gewertet. Die verwendete Kernemulsionskammer wurde bereits früher (Suppl. ovo Cim. 8, 61, 1958) beschrieben. Für die Energie der Primärstrahlung ergab sich a der Wert $5 \cdot 10^{13} \text{ eV}$ ($\gamma_e = 165$). Der ausgewertete Schauer bestand aus 53 gelade-Mesonen (π^+ und π^\pm) und 24 π^0 Mesonen, deren Winkelverteilung ist im Schwerk-ktssystem schwach anisotrop und in annähernder Übereinstimmung mit der EN'KJI-LANDAUSchen Verteilung (Ber. 35, 2349, 1956). Unter einigen Voraussetzun-wird die Energie der geladenen und ungeladenen Sekundärteilchen berechnet.

H. Wagenfeld.

871 **Wilmot N. Hess, H. Wade Patterson, Roger Wallace and Edward L. Chupp.** n-ray neutron energy spectrum. *Phys. Rev. (2)* 116, 445-457, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) ekeley, Calif., Univ., Lawrence Radiat. Lab.; Livermore, Calif., Univ., Lawrence at. Lab.) In der Gleichgewichtszone in einer Höhe von 13 km wurde unter magn. N das Neutronenspektrum in neun Flügen aufgenommen. Folgende Anordnungen

wurden verwandt: 1. Eine Ionisationskammer mit 63 g verteiltem Bi 209. Die auftretende Kernspaltung zeigt Neutronen mit Energien > 50 MeV. 2. Ein Proportional-Zähler für Rückstoßprotonen im Bereich von 50 keV bis 20 MeV. 3. Ein BF_3 -Zähler für thermische Neutronen. 4. Ein Goldfolien-Detektor für den Resonanzeinfang von Neutronen mit 4,5 eV. 5. Ein Pile nach SIMPSON für sternbildende Strahlung. Für die Anlagen werden die Eichverfahren angegeben. Es wurde ein vollständiges differentielles Energiespektrum der Neutronen erhalten. Es hat ein charakteristisches Maximum in der Nähe der thermischen Energien mit einem angenäherten $1/E$ -Gesetz bis 100 keV. Nach höhere Energie bis 800 MeV fällt das Spektrum mit $E^{-1.4}$. Ein weiteres Maximum bei 1 MeV ist Kernverdampfungen zuzuordnen.

Messerschmidt.

11-872 G. G. Fazio and M. Widgoff. *Sea-level cosmic-ray mass spectrum in the interval 30 m_e—2000 m_e*. Phys. Rev. (2) **116**, 1263—1266, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) Berichtigung ebendort **118**, 1667, 1960, Nr. 6. (15. Juni.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Phys. Dep., Lab. Nucl. Sci.; Providence, Rhode Isl., Univ.) Fünf Pakete mit 75 Schichten aus G 5-Emulsion mit 0,4 mm Dicke wurden 10 Monate in Meereshöhe bei einer Temperatur von -10°C unter 180 g/cm² Eisen exponiert. Die Analyse galt einem Bereich von 30 m_e bis 2000 m_e. In den Gebieten von 30 m_e, 100 m_e, 400 m_e und 900 m_e konnten keine Massenwerte gefunden werden.

Messerschmidt.

11-873 G. G. Fazio and D. M. Ritson. *Search for anomalous lifetime values in sea-level cosmic radiation*. Phys. Rev. (2) **116**, 1267—1269, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Phys. Dep., Lab. Nucl. Sci.) Nach ALIKHANIAN u. a. sollen Teilchen in 3250 m Höhe mit etwa 500 m_e existieren, die eine verhältnismäßig große Lebensdauer besitzen sollen. Im Vergleich zu diesen Messungen müßte in Meereshöhe noch 1/3 dieser Teilchen vorhanden sein. Zum Nachweis von Teilchen mit mehr als 60 m_e wurde eine aus mehreren plastischen Szintillatoren bestehende Koinzidenzanordnung benutzt. Wenn es solche Teilchen geben sollte, dann ist ihre Häufigkeit im Vergleich mit μ -Mesonen im Bereich von 10^{-4} s bis 1 s $\leq 1,4\%$.

Messerschmidt.

11-874 Mircea Fotino. *Low-energy π -mesons in the cosmic radiation*. Phys. Rev. (2) **117**, 243—246, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys.) Die Intensität von π -Mesonen in der Atmosphäre wurde unterhalb von 50 MeV in Meereshöhe, in 3260 m und in 4310 m Höhe untersucht. In einer besonderen Koinzidenzanordnung von Szintillatoren wurde der $\pi - \mu$ -Zerfall photographisch registriert. Dabei wurde für das Verhältnis von negativen zu positiven Teilchen bei kleinen Energien der Wert von $1,45 \pm 0,09$ angenommen. In den verschiedenen Höhen wurden für allseitigen Einfall für die π^+ -Mesonen folgende Werte gefunden: $h = 91$ m, $0,0094 \pm 0,0024$ g⁻¹d⁻¹; $h = 3260$ m, $0,098 \pm 0,005$ g⁻¹d⁻¹ und $h = 4310$ m, $0,240 \pm 0,011$ g⁻¹d⁻¹. Aus der Höhenabhängigkeit ergibt sich für die langsamsten π -Mesonen eine Reichweite von ≈ 120 —130 g/cm² für den genannten Höhenbereich.

Messerschmidt.

11-875 N. M. Kotscharian, S. A. Kirakossian, E. G. Seharjan und A. P. Pikalow. *Polarisation der μ^+ -Mesonen der kosmischen Strahlung bei hohen Energien*. Sh. exp. teor. Fiz. **38**, 18—21, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) In früheren Arbeiten (J. exp. theor. Phys. **30**, 243, 1956) wurde aus den differentiellen Energiespektren von μ^+ - und μ^- -Mesonen das Zahlenverhältnis der Teilchen beider Vorzeichen bestimmt; für $p \gtrsim 2$ GeV/c ergab sich dieses Verhältnis zu etwa 1,3. Vfl. und GOLDMAN (J. exp. theor. Phys. **34**, 1017, 1958) haben zwei verschiedene Deutungsmöglichkeiten für diesen Überschuß angegeben. Der Vorschlag von GOLDMAN (Beitrag des $K_{\mu 2} \rightarrow \mu^+$ -Zerfalls zum μ^+ -Mesonenstrom) scheint plausibler und soll in dieser Arbeit experimentell überprüft werden. Dazu wird die Asymmetrie in der Elektronenverteilung beim $\mu^+ \rightarrow e^+$ -Zerfall bestimmt (Asymmetrie bei Zerfall polarisierter Teilchen wegen der Nichterhaltung der Parität). Ein Gemisch des μ^+ -Stromes aus den Anteilen von $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ und $K_{\mu 2} \rightarrow \mu^+$ müßte ein Gemisch mit verschiedenen Polarisationsgraden (etwa 25% bzw. 90%) ergeben. In 5 m Tiefe unter dem Erdboden wurde die Polarisierung des Myonenstroms um 2 GeV gemessen. Der gefundene Wert $P = 0,23 \pm 0,12$ zeigt, daß die Myonen in den oberen Atmosphärenschichten hauptsächlich durch Pionenzerfall entstehen. Der Anteil der Myonen aus dem $K_{\mu 2}$ -Zerfall kann nicht größer als 15% sein.

Vogel.

76 **Hugh R. Anderson.** *Sudden increase of cosmic-ray intensity.* Phys. Rev. (2) 461-462, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Norman Bridge Phys.) Mit einer Ionisationskammer wurde in einer Atmosphärentiefe von 80 g/cm^2 16. Okt. 1958 im Staat N-Dakota ein plötzlicher Ionisationsanstieg um 30% für die von etwa 12 Minuten beobachtet. Auf der Sonne traten zu dieser Zeit keine beson- n Ereignisse auf. Zwei Tage vorher waren Flares der Klasse 2 und 2+ festgestellt den. Ähnliche in Neuseeland zur gleichen Zeit ausgeführte Versuche zeigten die Er- inung nicht.

Messerschmidt.

77 **Frank B. McDonald.** *Primary cosmic-ray intensity near solar maximum.* Phys. (2) 116, 462-463, 1959, Nr. 2. (15. Okt.) (Iowa City, I., Univ., Dep. Phys.) In der en Periode des Sonnenfleckemaximums wurden Fluß und Energiespektren der ären Protonen und α -Teilchen gemessen. Während die Härte beider Komponenten Verlauf des Sonnenfleckencyklus stark variierte, blieb das relative Verhältnis der tren erhalten. Die geomagnetischen Cutoff-Werte waren dieselben wie in der Zeit Minimums. Das Modell eines elektrischen Feldes ist in guter Übereinstimmung mit langzeitigen Schwankungen. Dieses Modell verlangt jedoch eine Aufspaltung des rentiellen Härtespektrums für Protonen und α -Teilchen, die nicht beobachtet le.

Messerschmidt.

78 **Robert C. Haymes.** *High altitude neutron intensity diurnal variation.* Phys. (2) 116, 1231-1237, 1959, Nr. 5. (1. Dez.) (New York, N. Y., New York Univ., Heights.) Im September 1958 fanden zwei Ballonflüge in geomagn. 41°N in Höhen 28 und 25 km statt. Die Anlage bestand zur Erfassung der im Fluge veränderlichen nsitäten aus BF_3 -Zählern mit angereichertem und gewöhnlichem B10-Gehalt. Im leich zur Zeit des Sonnenfleckeminimums im Jahre 1954 hatte die Intensität der amen Neutronen um 12% abgenommen. Dieser Rückgang liegt vor allem bei den amen Neutronen, was aus der Zunahme der mittleren freien Absorptionslänge von $\pm 25 \text{ g/cm}^2$ auf $(240 \pm 30) \text{ g/cm}^2$ zu erkennen ist. Am 25. 9. 1958 konnte der Ein- einer magnetischen Störung beobachtet werden. Bei beiden Flügen wurde bei enuntergang ein Anstieg der Intensität von etwa 25 min. Dauer gefunden, wovon Ursache ungeklärt ist. Eine tägliche Periode im eigentlichen Sinne wurde nicht achtet.

Messerschmidt.

79 **J. R. Storey.** *Changes in the differential rigidity spectrum of primary cosmic rays iated with long-term and short-term intensity variations.* Phys. Rev. (2) 117, 573-577, Nr. 2. (15. Jan.) (Hobart, Tasm., Univ., Phys. Dep.) In der Zeit starker Varien der Intensität der Kosmischen Strahlung im Juli bis August 1957 und Juni bis 1958 wurden 19 Flüge mit einem Neutronenmonitor zwischen 10°S und 44°S in Atmosphärentiefe von 475 g cm^{-2} durchgeführt. Die Ergebnisse wurden für lang- re ubd kurzzeitige Schwankungen des differentiellen Härtespektrums für Neutronen N zwischen 2 und 9 BeV ausgewertet. In dem Energiegesetz $\Delta j(N) \sim N^{-\beta} j(N)$ t sich für den genannten Bereich ein $\beta = 1,3$ für die langzeitigen Schwankungen und 1,2 für die kurzzeitigen Schwankungen, wobei β für größere Härten mit $N > 7 \text{ BeV}$ r abnimmt. Einer Intensitätsänderung in Hohart 53°S von 1% entspricht eine rung von $(1,8 \pm 0,3)\%$ bei 475 g cm^{-2} unabhängig von der zeitlichen Variation.

Messerschmidt.

80 **B. Fogarassy.** *Interaction between electrons and coherent fields.* Acta phys. hung. 35-325, 1959, Nr. 3. (Budapest, Centr. Res. Inst. Phys.) Sowohl mit klassischen als mit Methoden der Quantenmechanik wird die Wechselwirkung kohärenter Felder elektromagnetische Wellen definierter Phase) untersucht. Der Erwartungswert lektronengeschwindigkeit sowie ihr Schwankungsquadrat werden berechnet, wobei r Bewegungsgleichung die das magnetische Feld enthaltenden Glieder berück- gt werden.

Uhlmann.

81 **Bernard Gauthé.** *Electron characteristic energy losses in some intermetallic com- ls.* Phys. Rev. (2) 114, 1265-1268, 1959, Nr. 5. (1. Juni.) (Washington, D. C., Bur. Stand.) Die charakteristischen Energieverluste von Elektronen mit Energien 0 keV beim Durchgang durch dünne Schichten von In, InSb, CdTe und ZnTe werden ssen. Zum Vergleich wurden die Elektronenenergieverluste in Sb, Cd, Te und Zn

erneut untersucht. Dabei zeigt sich, daß die Energieverlustspektren in den beobachteten intermetallischen Verbindungen wesentlich verschieden sind von einer einfachen Überlagerung oder Mittelung der Energieverlustspektren der beteiligten Metalle. Die Untersuchungen der charakteristischen Energieverluste in In und InSb werden vorgeschlagen. Zehler

11-882 Kenneth Rubin, Julius Perel and Benjamin Bederson. *Measurement of the total differential and exchange cross sections for the scattering of low-energy electrons by potassium*. Phys. Rev. (2) **117**, 151-158, 1960, Nr. 1. (1. Jan.) (New York, N. Y., New York Univ. Univ. Heights, Dep. Phys.) Eine Atomstrahl-Rückstoßtechnik wurde zur Messung des totalen, differentiellen und differentiellen Austauschwirkungsquerschnittes bei der Streuung niederenergetischer Elektronen an Kalium benutzt. Die Methode bestand darin, daß man die Winkelverteilung der Streuatomme beobachtet, die sich in einem Kaliumatomstrahl befanden, der senkrecht mit Elektronen beschossen wird. Ein homogener Magnet und ein Kollimationsskanal wurden als Geschwindigkeitsfilter für den Atomstrahl benutzt. Für Elektronenenergien zwischen 0,6 und 9,0 eV wurden die Winkelverteilungen zwischen 150° und 60° aufgenommen. Der Magnet diente gleichzeitig zur Polarisierung des Strahles. Relativwerte des differentiellen Austauschwirkungsquerschnittes wurden durch Beobachtung der Depolarisation des Strahles im Streubereich unter Benutzung eines zweiten Magneten als Analysator ermittelt. Über den gesamten Winkelbereich erfolgt zu etwa einem Drittel Austausch. Für Energien zwischen 0,5 und 4,0 eV wurden Grenzen des totalen Wirkungsquerschnittes tabelliert. Die Werte sind bei 0,5 eV $0,8 \cdot 10^{-14}$ und $1,6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. Leisinger

11-883 C. J. Powell and J. B. Swan. *Origin of the characteristic electron energy losses in magnesium*. Phys. Rev. (2) **116**, 81-83, 1959, Nr. 1. (1. Okt.) (Nedlands, W. Australia, Univ., Dep. Phys.) Das charakteristische Elektronenenergien-Verlustspektrum von Magnesium wurde durch Analyse der Winkelverteilung von Elektronen der Energien 750, 1000, 1505 und 2020 keV, die von einer aufgedampften Magnesiumschicht in einem Winkel von 90° gestreut wurden, bestimmt. Die Spektren sind denen, die kürzlich von Aluminium erhalten wurden, ähnlich. Die beobachteten Verlustmaxima setzen sich vollständig aus zwei elementaren Energieverlusten zusammen. Diese zwei Energieverluste bei 7,1 und 10,6 eV wurden mit den von RITCHI und BOHM und PINES vorhergesagten Plasmaverlusten identifiziert. Leisinger

11-884 A. Almenningen, O. Bastiansen, L. Fernholz and M. Treatteberg. *Electron scattering from iodine vapor*. J. chem. Phys. **32**, 616-617, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Oslo, Norw., Univ., Dep. Chem.; Trondheim, Techn. Univ.) Vff. konnten mit Elektronen von 38,70 und 40,884 keV bei der Streuung an J₂-Dampf die von KARLE beobachtete Phasenverschiebung von etwa 17° nicht reproduzieren. Ihrer Ansicht nach lag ihre Phasenverschiebung innerhalb der Meßgenauigkeit. M. Wiedemann

11-885 I. L. Karle. *Remarks on the electron scattering by iodine*. J. chem. Phys. **32**, 618-622, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Washington, D. C., U. S. Naval Res. Lab.) Bei der Erwiderung macht KARLE darauf aufmerksam, daß bei den Versuchen von ALMENNINGEN und Mitarbeitern die Standardabweichung 0,025, die Phasenverschiebung dagegen 0,064, also das 2,5fache betrug. Sie selbst fand mit Elektronen von 39,30 und 39,52 eV eine Phasenverschiebung von +0,3 entsprechend 17°. Ihrer Meinung nach könnte es sich um einen scharfen Resonanzeffekt handeln. M. Wiedemann

11-886 T. Tietz. *The calculation of the differential elastic cross section for complex atoms for the self consistent field*. Acta phys. hung. **10**, 251-252, 1959, Nr. 2. (Lodz, Poland, Univ., Dep. Theor. Phys.) Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung eines Elektrons an einem zentraalsymmetrischen Potential wurde für das THOMAS-FERMI-Potential in der Näherung von GASPAR und nach MAGNUS, OBERT und HETTINGER und TRICOMI berechnet. Leisinger

11-887 W. Kolos. *On wave functions for the problem of electron and X-ray scattering by helium atoms*. Bull. Acad. polon. Sci. (math. astr. phys.) **8**, 67-70, 1960, Nr. 1. In der ersten BORNschen Näherung wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen und Röntgenstrahlen an Heliumatomen berechnet, wobei zur

bung der Elektronen des Heliumatoms die Wellenfunktion $\psi(r_1, r_2) = N(1 + cr_{12}) \cdot -a/2 \cdot (r_1 + r_2)$ mit verschiedenen Werten der Parameter a und c benutzt wird. Es gilt sich, daß die Korrelation der Elektronen anscheinend keinen bedeutenden Einfluß auf die Streuung von Elektronen oder Röntgenstrahlen ausübt. Außerdem ist erreichbar, daß eine Verbesserung des Energiewertes beim Übergang von einer Wellenfunktion zu einer anderen mit einer Verschlechterung der Werte für den Wirkungsschmitt Hand in Hand gehen kann, so daß das Energiekriterium ein unzuverlässiger Maßstab bei der Suche nach besseren (genähereten) Wellenfunktionen ist, wenn man andere kritische Größen als die Energie berechnen will.

H. Paul.

8 A. Fryszman. *Electron beam current modulation by thin layers*. Bull. Acad. polon. (math. astr. phys.) 8, 99-104, 1960, Nr. 2. Diskussion eines Ausdrucks für den Strom eines Oberflächenelement einer dünnen Schicht, die einem periodischen Elektronenstrahl ausgesetzt ist, wenn bestimmte Parameter variiert werden. Hora.

9 Mitsuo Watabe. *On the collective energy loss mechanism of electrons passing through solids*. Progr. theor. Phys., Kyoto 22, 447-448, 1959, Nr. 3. (Sept.) (Tokyo, Coll. Gen. Educ., Inst. Phys.) Beim Durchgang schneller Elektronen durch Körper kann ein Elektron einen Teil seiner Energie verlieren und Plasmaschwingungen anregen. Es wird eine neue Methode zur Behandlung dieses Problems im Grenzfall sehr dichten Elektronengases vorgeschlagen. Die Ergebnisse werden mit der Theorie von BOHM und PINES verglichen und sind von deren Ergebnissen verschieden. Martienssen.

9 W. H. Cramer and A. B. Marcus. *Elastic and inelastic scattering of low-velocity D_2 in deuterium*. J. chem. Phys. 32, 186-188, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Gainesville, Univ., Coll. Engng. and Dep. Chem.) Im Energiebereich von 4-400 eV wurden die schnellen und die Ladungsaustauschwirkungsquerschnitte für D_2^- und D^+ -Ionen in D_2 bestimmt. Der Gesamtwirkungsquerschnitt wurde aus der Schwächung des Ionenstrahls berechnet, der elastische durch elektrostatische Trennung der langsamen durch Ladungsaustausch gebildeten Ionen von den schnellen elastisch gestreuten. Der Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch wurde als Differenz erhalten. Bei D^+ war er bis 65 eV sehr klein und stieg dann bis auf $1,05 \text{ cm}^{-1}$ an, bei D_2^- sank er zwischen 4-400 eV von 51,4 auf 1 cm^{-1} . Gewöhnliche Ionisation wurde nicht beobachtet. Die Daten werden mit den für Stöße von Wasserstoffionen mit H_2 verglichen, die Potentialfunktionen für die Systeme sind nach der Formel $V = Kr^{-n}$ dargestellt, wobei n zwischen 1,7 und 7 liegt und K zwischen -47 und +211. M. Wiedemann.

1 Th. J. M. Sluyters, E. de Haas and J. Kistemaker. *Charge exchange, ionization and electron loss cross-sections in the energy range 5 to 24 keV*. Physica 25, 1376-1388, Nr. 12. (Dez.) (Amsterdam, F. O. M.-Lab. Massaspecktr.) Für Argon in H_2 , He, Ne, Ar, Kr, Xe werden mit der Querfeld-Kondensatormethode folgende Prozesse untersucht: 1. $A^+ + B \rightarrow A + B^+ + \Delta E$ (Elektroneneinfang); 2. $A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e + \Delta E$ (Ionisation durch Ionen); 3. $A + B \rightarrow A + B^+ + e + \Delta E$ (Ionisation durch Atome); 4. $B \rightarrow A^+ + B + e + \Delta E$ (Elektronenverlust des stoßenden Atoms; Reionisation des Atomes). Druckbereich: $< 1 \mu\text{Hg}$; Stromdichte des primären Ionenstromes ca. 10^{-10} A/mm^2 . Fehler der gemessenen Querschnitte $\leq 10\%$; Ionenergie 5 bis 24 keV. Vergleich zu Messungen von GILBODY et al. weichen die Querschnitte bei Prozeß 1 in Kr und bei Prozeß 2 generell stark ab, sonst besteht befriedigende Übereinstimmung. Die Ionisationsquerschnitte für Ionen sind 30 bis 40% größer als die für Atome. K. H. Oertel.

2 Th. J. M. Sluyters and J. Kistemaker. *Excitation mechanism of Ar^+ ions in He, Kr, Kr and Xe*. Physica 25, 1389-1404, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Amsterdam, F. O. M.-Lab. Massaspecktr.) Mittels der im Parallelartikel beschriebenen Apparatur und eines m-Gitterspektrographen werden die durch Ar^+ -Ionen ($E = 5$ bis 24 keV) in den Gasen erzeugten Anregungen bei Einzelstößen untersucht. Wellenlängenbereich: 6500 Å; Auflösung: 8 Å; Druckbereich: ca. $10 \mu\text{Hg}$. Die möglichen systematischen Fehler: Inkonsistenz der Strahlzusammensetzung, Stöße 2. Art mit Primärteilchen,

direkte Anregung höherer Zustände an Stelle des Grundzustandes und Stöße mit Mehrfachanregung, Lichtverlust durch angeregte Primärteilchen, Anregung durch Photonen und Elektronen werden diskutiert. Die gemessenen Anregungsquerschnitte liegen zwischen 1 bis $50 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ und werden für die Ar II-Spektrallinien $\lambda\lambda 4610, 4655, 4765, 4806 \text{ \AA}$ bei Stößen von Ar^+ -Ionen in He, Ne, Ar, Kr, sowie für die Xe II-Linie $\lambda\lambda 2475 \text{ \AA}$ beim Stoß Ar^+ in Xe bestimmt. Der Anregungsquerschnitt ist im symmetrischen Fall ($\text{Ar}^+ + \text{Ar}$) am größten.

K. H. Oertel

11-893 N. W. Fedorenko und W. A. Beljajew. Der maximale Querschnitt einer Nichtresonanz-Umladung. Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1808-1809, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Für eine Elektronen-Nichtresonanz-Umladung vom Typ $\text{I}^+ + \text{A} \rightarrow \text{I}^0 + \text{A}^+ + \Delta\text{E}$ (ΔE Resonanzdefekt, definiert als Energiedifferenz der Terme, zwischen denen der Elektronenübergang erfolgt) haben HASTED und Vlf. (Proc. roy. Soc. (A) **205**, 421, 1953; Ber. **34**, 698, 1955; Proc. roy. Soc. (A) **238**, 334, 1957) gezeigt, daß mit Zunahme des Absolutbetrages des Resonanzdefekts die Geschwindigkeit mit dem maximalen Querschnitt entsprechend dem MASSEYSchen Kriterium steigt. VOGEL (J. exp. theor. Phys. **35**, 565, 1958) hat dieses Ergebnis auch auf die Zweielektronen-Umladung mit Bildung negativer Ionen ausgedehnt. Vlf. untersuchen die Faktoren, die auf die Größe des Maximalquerschnitts unelastischer Prozesse wie des betrachteten Umladungstyps von Einfluß sind und über die die MASSEYSche quasidiabatische Hypothese keine Auskunft gibt. Bei kleinem Defekt erfolgt die Umladung vorwiegend bei streifenden Stößen (geringe Durchdringung der Hülle); der Umladungsquerschnitt hängt dann stark von der speziellen Struktur der äußeren Elektronenschalen von I^+ und A ab. Aus Meßdaten läßt sich der Einfluß der beiden Hauptfaktoren, nämlich des absoluten Resonanzdefekts $|\Delta\text{E}|$ und der Ordnungszahl des Targetatoms N übersehen; σ_{\max} steigt mit wachsendem N und fällt mit wachsendem $|\Delta\text{E}|$. Für ein bestimmtes Ion und verschiedene Atome sind zwei charakteristische Fälle zu unterscheiden: 1. Wenn $|\Delta\text{E}|$ monoton steigt, N fällt, nimmt σ_{\max} schnell ab; 2. steigen $|\Delta\text{E}|$ und N , wirken also beiden Faktoren einander entgegen, so wächst σ_{\max} nur langsam. Diese Abhängigkeiten werden durch die gemessenen Umladungsquerschnitte für die Einelektronenumladung von C^+ , He^+ und H^+ in Edelgasen veranschaulicht.

Vogel

11-894 J. M. Vogel, W. A. Ankudinow und D. W. Pilipenko. Einfang und Verlust eines Elektrons bei Stößen schneller Atome von He, B und F mit Gasmolekülen. Sh. exp. teor. Fis. **38**, 26-32, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Zur Überprüfung der Schlußfolgerungen aus früheren Ergebnissen über Stöße schneller Atome von H, C und O mit Gasmolekülen wurden die Einfang- und Verlustquerschnitte auch für He, B und F gemessen, außerdem für H in Ar und Kr zwischen 3 und 8 keV, um die Lage des Maximums in der Kurve $\sigma_{0-1}(\nu)$ (Anregungsfunktion für den Einfang eines Elektrons) zu bestimmen. Dabei wurde die früher (J. exp. theor. Phys. **34**, 579, 1958) beschriebene Apparatur benutzt. Der Atomstrahl wurde durch Neutralisierung beschleunigter positiver Ionen in einem H- Dampftarget erzeugt (eventuell Beimischung von Teilchen in angeregten metastabilen Zuständen, die die Anregungsfunktion beeinflußt; dieser Einfluß kann aber durch Bestimmung der Abhängigkeit der Querschnitte von der Dicke des Targets eliminiert werden; nur für das He ergab sich ein merklicher Einfluß angeregter Zustände). Der Verlauf der Kurven $\sigma_{0-1}(\nu)$, speziell die Lage der Maxima, läßt sich zwischen 10 und 60 keV gut nach der adiabatischen Hypothese von MASSEY verstehen. Für die Verlustprozesse dagegen ist die MASSEYSche Hypothese nicht brauchbar. Für die Atome B, C, O und F bei denen das abgespaltene Elektron zur gleichen 2 p-Unterschale gehört, nimmt der Querschnitt mit Zunahme des ersten Ionisierungspotentials des schnellen Atoms eine ähnliche Gesetzmäßigkeit wie die Anregungsfunktionen. Der Querschnitt hängt aber nicht allein von der Bindungsenergie ab: Wesentlich sind Art und Besetzungszustand der Unterschale, zu der das abzutrennende Elektron gehört.

Vogel

11-895 J. T. Turkin. Intensitätsanomalien der Hyperfeinstrukturkomponenten der Resonanzlinien des Thalliums. Opt. i Spektrosk. **7**, 10-13, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Durch direkte Messungen mit Hilfe der Methode der Selbstumkehr an den Komponenten der Resonanzlinien 2767,8 und 3775,7 Å wird gezeigt, daß eine Abweichung vom Gleichen

cht der Besetzung der Unterniveaus der Hyperfeinstruktur des Grundniveaus $\frac{1}{2}$ vorliegt. Die stärkere Besetzung des oberen Teilniveaus mit $F = 1$ wird durch höhere Lebensdauer dieses Zustandes erklärt. v. Keussler.

96 **G. G. Dolgoff.** *Die Polarisation des Leuchtens der Heliumatome bei Elektronen-
Anregung.* Opt. i Spektrosk. **6**, 717-722, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei vier He-Linien
(3649, 4921, 4471 und 3889 Å) wurde mit Hilfe lichtelektrischer Intensitätsmessung der
Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der die Elektronen beschleunigenden Spannung
bestimmt. Dabei ergab sich, daß der Polarisationsgrad zunächst steil ansteigt, 5 bis
10% oberhalb der Schwellenspannung einen Maximalwert erreicht und sodann flach
abfällt. Unter Zugrundeziehung eines halbklassischen Modells wird eine qualitative Er-
klärung des Sachverhalts gegeben. v. Keussler.

97 **L. A. Wainstein und G. G. Dolgoff.** *Effektive Anregungsquerschnitte der n^1P -
-aus des He durch langsame Elektronen.* Opt. i Spektrosk. **7**, 1-9, 1959, Nr. 1. (Orig.
russ.) Durch numerische Lösung der radialen Differentialgleichungen mit Hilfe einer
elektronischen Rechenmaschine wurden die effektiven Anregungsquerschnitte der n^1P -
-aus für $n = 2, 3$ und 4 berechnet und aus den erhaltenen Querschnitten der Polarisi-
-ungsgrad der Ausstrahlung ermittelt. v. Keussler.

98 **F. S. Pedos, N. S. Swentitzki und S. J. Schlepkowa.** *Niedervoltige Impulsen-
-tanz im Vakuum zur Erzeugung von Spektren.* Opt. i Spektrosk. **6**, 815-817, 1959,
(Orig. russ.) Mit Hilfe einer Apparatur mit Hilfselektrode wurden Funkenspektren
der Elementen bis einschließlich der dritten Ionisierungsstufe erhalten.
v. Keussler.

99 **J. A. Scherstkoff.** *Zur Frage der Anwendbarkeit der Cowan-Dicke-Funktion auf
Gleichstrombogen.* Opt. i Spektrosk. **6**, 817-818, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) In einer
weiteren Arbeit wurde für die Resonanzlinien des Ba und des Sr die Linienform in der
radialen Querschnittsebene des Bogens gemessen. Es werden nunmehr die Ergebnisse
systematisch ausgewertet. Vf. kommt zu der Schlußfolgerung, daß die COWAN-DICKE-
-funktion zur Berechnung der Linienform im Gleichstrombogen, mit Ausnahme von
Atomen mit niedriger Ionisierungsspannung, geeignet ist. v. Keussler.

100 **J. J. Gromowa und S. J. Kulikoff.** *Der Einfluß der Stromstärke auf die Intensität
Wasserstoffspektrums im Gebiet 2500-1200 Å.* Opt. i Spektrosk. **7**, 130-131, 1959,
(Orig. russ.) Die Intensität von L_α nimmt mit der Stromstärke linear zu, während
gleichzeitig bei Linien des Viellinienspektrums die Zunahme der Intensität schwächer
ist. Die Intensität des Kontinuums noch weniger stark zunimmt. v. Keussler.

101 **D. H. Rank, W. B. Birtley, D. P. Eastman and T. A. Wiggins.** *Pressure shifting
-pectrum lines. Some empirical generalizations.* J. chem. Phys. **32**, 298-299, 1960,
(Jan.) (University Park, Penn., Univ., Dep. Phys.) Zusammenstellung eigener
Ergebnisse und derer anderer Autoren ergibt, daß die Frequenzverschiebungen der
H-Linie des H-Atoms, der R(10)-Linie der 2-0-Bande von HCl und der Resonanz-
-linie von Hg über einen Frequenzbereich von 10^6 der Frequenz und der optischen Polari-
-sierbarkeit des Fremdgases proportional sind. Die Abhängigkeit vom J-Wert wird
auch diskutiert. M. Wiedemann.

102 **Harold W. Woolley.** *Empirical intermolecular potential for inert gas atoms.* J.
-Phys. **32**, 405-409, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.)
Wechselwirkungspotentiale bei Annäherungen auf geringe Abstände können bei den
Fasern durch Extrapolation mit einer gewissen Approximation erhalten werden,
wobei ein empirisches Verfahren entwickelt wird. Es wird eine COULOMB-Abstoßung
-abschirmung angenommen und eine Dispersionsanziehung, die bei starker Annähe-
-nung durch einen Faktor reduziert wird. Aus den bekannten Parametern für ein Ex-
-ponent-sechs-Potential können die Parameter dieses empirischen Potentials erhalten
-werden. Der Koeffizient des COULOMB-Glieds ergibt sich größtenteils gleich dem
-Produkt der Kernladungen. M. Wiedemann.

11-903 E. Kapuy. *Application of one-center wave functions to tetrahedral symmetric hydrid molecules. I. Theoretical basis of the method.* Acta phys. hung. **9**, 317-333, 1959
 Nr. 3. Die Methode der einzentrischen Wellenfunktionen verspricht bei Molekülen hoher Symmetrie Erfolg. Sie wird hier auf Moleküle XH_4 angewandt, wo $X = C, N, Si, Ge$ usw. sich im Zentrum eines Tetraeders befindet und die vier H-Atome in den Ecken. Die Wellenfunktionen können nach der Molekülbaum-Methode oder nach der Valenzbindungsmehtode aufgebaut werden. Die Berechnungen sind durchgeführt, die Vereinfachungen sind angegeben.

H. Wiedemann.

11-904 E. Kapuy. *Dasselbe, II. Numerical computations for methane.* Ebenda S. 445-459
 Nr. 4. (Budapest, Acad. Sci., Res. Group Theor. Phys.) Die einzentrischen Wellenfunktionen werden einmal nach der Molekülbaum-Methode mit SLATER-Bahnen und das andere Mal nach der Valenzbindungsmehtode in der sphärisch symmetrischen Dichte-Approximation erhalten. Für CH_4 ergeben sich der Gleichgewichtsabstand der Kerne sowie die vertikalen Ionisationsenergien in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten. Die diamagnetische Suszeptibilität dagegen zu hoch, auch bei der Schwingungsfrequenz treten Differenzen auf. Groß sind die Abweichungen bei der Bindungsenergie, die Ursachen hierfür und mögliche Verbesserungen werden diskutiert. M. Wiedemann.

11-905 E. Kapuy. *The use of one-center atomic orbitals for the building up of hydrogen orbitals in a tetrahedral symmetric hydrid molecule.* Acta phys. hung. **10**, 241-247, 1959
 Nr. 2. (Budapest, Acad. Sci., Res. Group Theor. Phys.) Um die Wellenfunktion eines ls-Grundzustand H-Atoms im Abstand von 2 Å-Einheiten vom Zentrum des Moleküls XH_4 zu verbessern, eignet sich ein Ausdruck der Form $r^{ml-1}e^{-\gamma r}$ nur wenig (etwa 0,01 Å-Einheiten), dagegen bringt eine Kombination des einfachen radialen Teils $re^{-\gamma r}$ mit p, d, f Winkelgliedern eine Verbesserung von etwa 0,14 in der Energie. M. Wiedemann.

11-906 E. Kapuy. *Density matrices for wave functions built up from non-orthogonal two-electron orbitals.* Acta phys. hung. **10**, 125-127, 1959, Nr. 1. (Budapest, Acad. Sci., Res. Group Theor. Phys.) Die Dichtematrizen erster und zweiter Ordnung für Wellenfunktionen aus orthogonalen Zweielektronenbahnen werden für Nicht-Orthogonalität korrigiert. Der Energie-Ausdruck kann nicht so leicht wie bei den orthogonalen Bahnen interpretiert werden und die nichtorthogonalen Zweielektronenbahnen lassen sich nicht mit isolierten Bindungen identifizieren. M. Wiedemann.

11-907 E. Kapuy. *Density matrices for wave functions built up of two-electron orbitals.* Acta phys. hung. **11**, 97-101, 1960, Nr. 1. (Budapest, Acad. Sci., Res. Group Theor. Phys.) Für Wellenfunktionen, die aus antisymmetrischen und orthogonalen Zweielektronenbahnen aufgebaut sind, wurden die Dichte-Matrizen erster und zweiter Ordnung früher angeführt, auch die Korrektur für die Nicht-orthogonalität erster Ordnung wurde bereits bestimmt. In dieser Arbeit wird die Korrektur zweiter Ordnung berücksichtigt. M. Wiedemann.

11-908 F. Berenez. *Einige Zweizentrenintegrale zu Rechnungen auf Grund der Methoden der korrelationsmäßigen Molekülbaum.* Acta phys. hung. **9**, 381-392, 1959, Nr. 4
 (Szeged, Univ., Inst. Theor. Phys.) Bei der Dissoziationsenergie des H_2 -Moleküls treten Integrale auf, die den Integranden der gegenseitigen Entfernung r_{12} der beiden Elektronen in einer gewissen Potenz enthalten. Für die Integrale: $I_{iklm}^n = \int \psi_1^i(\psi_2 + \psi_3 + \psi_4 + \psi_5) \mu_1^i \mu_2^k v_1^l v_2^m r_{12}^n d\tau$; $I_{iklm}^n = \int \psi_1^i(\psi_2 + \psi_3 + \psi_4 + \psi_5)(\psi_2 \pm \psi_3 - \psi_4 \pm \psi_5) \mu_1^i \mu_2^k v_1^l v_2^m r_{12}^n d\tau$, wo $\psi_1 = \exp[-\alpha(\mu_1 + \mu_2)]$, $\psi_2 = \exp[\beta(v_1 + v_2)]$, $\psi_3 = \exp[(\beta(v_1 - v_2)]$, $\psi_4 = \exp[-\beta(v_1 + v_2)]$, $\psi_5 = \exp[-\beta(v_1 - v_2)]$ und wo i, k, l, m, n 0, 1 oder 2 sein kann, sind die numerischen Werte tabelliert. W. Wiedemann.

11-909 F. Berenez. *Die Berücksichtigung der Hybridisation im Falle des Wasserstoffmoleküls.* Acta phys. hung. **10**, 93-99, 1959, Nr. 1. (Szeged, Univ., Inst. Theor. Phys.) Für die Molekülbindung ist, wie am Beispiel des H_2 gezeigt wird, die Polarisation der Elektronenwolke der Atome größtenteils ebenso wichtig wie die Korrelation der Elektronen. M. Wiedemann.

11-910 Walter D. Jones and F. L. Brooks jr. *Evaluation of one-center electron repulsion integrals between certain s-type atomic orbitals.* J. chem. Phys. **32**, 124-126, 1960, Nr. 1

n.) (Seattle, Wash., Univ., Dep. Chem.) Für ein Variationsverfahren oder die Störungstheorie zweiter Ordnung eignet sich der orthonormale Satz von Funktionen $= R_{nl}(r) Y_l^m(\Theta, \varphi)$. Für die Elektronen-Abstoßungsintegrale des s-Typs ($l=m=0$) hat eine allgemeine Formel entwickelt.

M. Wiedemann.

911 **J. N. Murrell.** *Construction of hybrid orbitals.* J. chem. Phys. **32**, 767-770, 1960, 3. (März.) (Cambridge, Engl.; Univ., Dep. Theor. Chem.) Für die Konstruktion der reinen Hybrid-Bahnen (orbitals) eines Moleküls $M-(X_1 \dots X_k)$ mit geringer Symmetrie, alle Gruppen direkt an M gebunden sind wird ein Verfahren entwickelt. Es wird vom Prinzip der maximalen Überlappung ausgegangen und von einem Satz von n Atomorbitalen des M . Für ClF_3 werden die Hybrid-Bahnen aus den 3s-, 3d- und 3p-Bahnen des M konstruiert.

M. Wiedemann.

912 **Frank E. Harris.** *Molecular orbital studies of diatomic molecules. I. Method of computation for single configurations of heteronuclear systems.* J. chem. Phys. **32**, 3-18, 9, Nr. 1. (Jan.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem.) Es wird ein Verfahren zur Berechnung der Molekülbahnen bei heteronuclearen zweiatomaren Molekülen gegeben, bei nur einer einzigen spatiale Konfiguration, die das Produkt von Einelektronenfunktionen ist, als Näherung angenommen wird. Alle mit dieser spatialen Wellenfunktion assoziierten Spin-Konfigurationen werden beachtet. Die Wellenfunktionen sind symmetrische Ausdrücke in sphäroidalen Koordinaten. Es wird ein Programm für die Rechenmaschine aufgestellt, für ein 6 Elektronen-Molekül kann das Energieniveau bestimmt werden. Die optimale Speicherung der berechneten Werte wird ebenfalls diskutiert. Bei Änderung der Parameter muß nur ein Teil der Berechnung wiederholt werden.

M. Wiedemann.

913 **S. M. Blinder.** *Dipole moment of HD.* J. chem. Phys. **32**, 105-110, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Cambridge Mass., Univ., Dep. Chem.) Infolge einer Störung des Elektronen-Systems durch die asymmetrische Kernschwingung besitzt das Molekül HD ein permanentes Dipolmoment. Die HAMILTON-Funktion enthält ein Glied, das gegenüber einer Transformation der Elektronenkoordinaten durch das Molekülzentrum nicht invariant ist. Daraus ergibt sich eine axiale Asymmetrie der Elektronenladung. Der Grundzustand wird nur durch Zustände der $^1\Sigma_u^+$ -Symmetrie gestört, von denen nur der niedrige (B) berücksichtigt wird. Hierdurch ergibt sich eine obere Grenze für das Dipolmoment von $5,67 \cdot 10^{-4}$ Debye mit der Richtung H^+D^- .

M. Wiedemann.

914 **S. M. Blinder.** *Generalized perturbation method employing nonorthogonal functions.* J. chem. Phys. **32**, 111-115, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Cambridge, Mass., Univ., Dep. Chem.) Für die Lösung von Problemen der Störung zweiter Ordnung wird ein Verfahren entwickelt, das die Kenntnis der höheren Molekülzustände überflüssig macht. Es handelt sich dabei um eine Basistransformation von den orthonormalisierten Eigenfunktionen des ungestörten Moleküls zu einem beliebigen Satz von Funktionen, bei denen sie mit dem Grundzustand verbindenden Matrixelementen nicht verschwinden dürfen. Eine geeignete Wahl kann mit einer geringen Zahl von Funktionen Konvergenz erreicht werden. Als Beispiel wird der gestörte harmonische Oszillator behandelt.

M. Wiedemann.

915 **S. M. Blinder.** *Dipole moment function for HD.* J. chem. Phys. **32**, 582-585, 9, Nr. 2. (Febr.) (Silver Springs, Maryland, Univ., Appl. Phys. Lab.) Nach der Wellenfunktionsmethode von TRISCHKA und SALWEN kann die Dipolmoment-Funktion eines diatomigen Moleküls durch eine Reihe von Matrix-Elementen angenähert werden. Durch den relativen Intensitäten der schwachen Rotations-Vibrations-Übergänge werden für HD mehrere mögliche Dipolfunktionen erhalten. Am wahrscheinlichsten dürfte die niedrige sein, die ein Maximum bei $1,0 \text{ \AA}$ besitzt, das mit dem Minimum des Schwingungspotentials zusammenfällt. Das Dipolmoment ergibt sich zu $5,67 \cdot 10^{-4}$ Debye.

M. Wiedemann.

916 **A. M. Karo.** *Electron-population analysis and the dipole moment of the LiH $^1\Sigma^+$ ground state.* J. chem. Phys. **32**, 907-913, 1960, Nr. 3. (März.) (Livermore, Calif., Univ., Lawrence Radiat. Lab.) Für den $^1\Sigma^+$ -Zustand des LiH wird eine Elektronen-Population

lations-Analyse durchgeführt. Dabei wird die Konfigurationswechselwirkung berücksichtigt. Das Dipolmoment des angeregten Zustands, ferner das wirksame elektrische Moment zwischen Grund- und angeregtem Zustand und die Oszillatorträge für den ersten erlaubten Übergang sind in Abhängigkeit vom Kernabstand berechnet. Ein Vergleich mit experimentellen Daten ist nicht möglich.

M. Wiedemann.

11-917 S. Sundaram and Forrest F. Cleveland. *Potential energy constants, rotation distortion constants and thermodynamic properties of $B^{11}H_3CO$, $B^{11}D_3CO$, $B^{10}H_3CO$ and $B^{10}D_3CO$.* J. chem. Phys. **32**, 166-168, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Chicago, Ill., Inst. Technol., Dep. Phys. Spectr.) Nach der Methode der FG-Matrix werden die Energiekonstanten des Moleküls BH_3CO berechnet. Für ein axial symmetrisches Molekül ZX_3Y der Symmetrie C_{3v} werden die Ableitungen der Tensorkomponenten der Trägheitsmomente nach den Symmetrie-Koordinaten ermittelt. Hieraus und aus den Matrixelementen der potentiellen Energie werden für die vier Molekültypen $^{11}BH_3CO$, $^{11}BD_3CO$, $^{10}BH_3CO$ und $^{10}BD_3CO$ die Rotationsdistorsions-Konstanten berechnet, die mit den aus Mikrowellenexperimenten erhaltenen gut übereinstimmen. In der Näherung der starren Rotors und harmonischen Oszillatoren werden Wärmeinhalt, freie Energie, Entropie und Wärmekapazität für die vier Molekülarten im idealen Gaszustand bei Atm. Druck berechnet.

M. Wiedemann.

11-918 R. Stephen Berry. *Correlation of rates of intramolecular tunneling processes, with application to some group V compounds.* J. chem. Phys. **32**, 933-938, 1960, Nr. 3. (März) (Ann. Arbor, Mich., Univ., Dep. Chem.) Es wird ein Verfahren angegeben, um für Glieder einer homologen Reihe die Häufigkeit des Tunnel-Effektes abzuschätzen, wenn die Form und Höhe der Potentialschwelle unbekannt sind. Hierzu muß die Tunnel-Frequenz für ein Glied, als Beispiel NH_3 , bekannt sein, für die übrigen Glieder, als Beispiele dienen die Pyramiden-Moleküle ND_3 , NF_3 , PH_3 und AsH_3 müssen Strukturparameter und Schwingungsfrequenzen vorliegen. Für ND_3 ergibt sich die Frequenz zu größerenordnungsmäßig 10^9 /sec in Übereinstimmung mit dem beobachteten Wert, für PH_3 zu 10/sec und für NF_3 und AsH_3 zu 1/min. Die Hypothese der Pseudorotation in den trigonalen Bipyramiden PF_3 und PCl_5 wird gestützt.

M. Wiedemann.

11-919 Jiro Higuchi and Shigeyuki Aono. *Isotropic proton hyperfine interaction in the methyl radical.* J. chem. Phys. **32**, 52-55, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Tokyo, Jap., Inst. Technol. Lab. Phys. Chem.; Chiba, Jap., High School.) Bei der isotropen Hyperfein-Wechselwirkung von Radikalen oder Ionen röhren die wichtigsten Elektronenkonfigurationen von der Anregung eines Elektrons aus der doppelt besetzten Bahn (orbital) zu der leeren Bahn zusammen mit der niederen Energiekonfiguration her. Die Proton-Hyperfein-Aufspaltung des Methylradikals wurde nach der Methode des selbstkonsistenten Feldes, lineare Kombination atomarer Bahnen zu molekularen (SCF-LCAO-MO) berechnet. Dabei wurde Störung erster Ordnung angenommen. Die Übereinstimmung mit experimentellen Daten ist nur gut, wenn die 3s-Atombahnen der C-Atome benutzt werden. Hierdurch wird nämlich die Form der vollkommen symmetrischen leeren Antibindungsbahn verbessert.

M. Wiedemann.

11-920 Roland Lefebvre, Henry H. Dearman and Harden M. McConnell. *Spin densities in odd alternant hydrocarbon radicals.* J. chem. Phys. **32**, 176-181, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Gates and Crellin Lab. Chem.) Nach der Methode der alternierenden Molekühlbahnen, bei der die Elektronen-Korrelation (Parameter Θ) berücksichtigt wird, können die Spindichten an den C-Atomen ungerader alternierender Kohlenwasserstoffe berechnet werden. Für die nichtgesteckten Positionen ergeben sich negative Werte, die von Θ abhängen. Ist die Spindichte an einem bestimmten C-Atom aus der Protonen-Kopplungskonstanten bekannt, so kann sie für das benachbarte Atom nach einer Abschätzung von Θ ermittelt werden. Für die Radikale Triphenylmethyl und Perinaphthyl wurden die Spindichten nach den Daten der Spektren berechnet.

M. Wiedemann.

11-921 A. Padgett and M. Krauss. *Electronic structure of CH_2 and CH_3 .* J. chem. Phys. **32**, 189-195, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Die Grun-

ände der Radikale CH_2 und CH_3 wurden nach der Methode des selbstkonsistenten s -Molekülbahn berechnet. Dabei werden die drei- und vierzentrigen Elektronen-Übertragungsintegrale abgeschätzt. Atomisierungsenergien, Anregungsenergien, Ionisierungspotentiale und Hyperfein-Strukturaufspaltung wurden ermittelt. Die Dissoziationsenergien stimmen mit den experimentellen Werten schlecht überein. Ferner wurde eine Populationsanalyse durchgeführt und die Bedeutung der s - p -Hybridisation und Promotion diskutiert.

M. Wiedemann.

22 **H. Kuhn, W. Huber, G. Handschig, H. Martin, F. Schäfer and F. Bär.** *Nature of the free electron model. The simple case of the symmetric polymethines.* J. chem. Phys. **32**, 463-469, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Marburg, Univ., Phys.-Chem. Inst.) Bei dem Modell des Elektronengases werden verschiedene Grade der Verfeinerung unterschieden. Für Polymethine $\text{H}_2\text{C}=\text{CH}(\text{CH}=\text{CH})_{j-1}\text{CH}_2$ (+ oder -) liefert der einfachste Ansatz, der des eindimensionalen freien Elektrons, Wellenfunktionen und Energieniveaus der π -Elektronen in guter Übereinstimmung mit den verbesserten Methoden, wo ein- oder zweidimensionale Potentialkerne angenommen werden, die sich aus Kernladung und Abstoßungswirkungen ergeben.

M. Wiedemann.

23 **F. Bär, W. Huber, G. Handschig, H. Martin and H. Kuhn.** *Nature of the free electron model. The case of the polyenes and polyacetylenes.* J. chem. Phys. **32**, 470-475, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Marburg, Univ., Phys.-Chem. Inst.) Bei Polyenen und Polyacetylenen ergibt das einfachste Modell, das des eindimensionalen freien Elektrons. Dagegen erfordert das Potential ohne Kurve ein-, zwei- oder dreidimensionale Potentialkerne erheblichen Aufwand. Die Verteilung der Elektronendichte entlang der Kette zeigt in jedem Falle, daß jede Einfachbindung und jede Doppel- oder Dreifachbindung in der langen Kette ebenso lang sein muß wie die Einfach-, Doppel- oder Dreifachbindung in Butadien und Diacetylen.

M. Wiedemann.

24 **Richard P. Smith and Earl M. Mortensen.** *Bond and molecular polarizability. I. Mathematical treatment of bond tensor additivity.* J. chem. Phys. **32**, 502-507, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Salt Lake City, U., Univ., Dep. Chem.) Unter Annahme der Additivität der Polarisierbarkeits-Tensoren der einzelnen Bindungen wird eine Formel für den Polarisierbarkeitstensor eines Moleküls abgeleitet. Nach geeigneten Transformationen enthält die Gleichung die Bindungswinkel und die Winkel, die die inneren Rotationen beschreiben. Für Kohlenwasserstoff-Tetraeder und ihre Derivate vereinfacht sie sich sehr. Nach dieser Theorie kann die Molekül-Anisotropie einfach berechnet werden. Beispiele sind Berechnungen für 1,3-Dihalogenäthan und für Aceton durchgeführt.

M. Wiedemann.

25 **Richard P. Smith and Earl M. Mortensen.** *Bond and molecular polarizability. II. Discussion of values of polarizability parameters for some single bond involving halogen atoms.* J. chem. Phys. **32**, 508-511, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Salt Lake City, U., Univ., Dep. Chem.) Die experimentellen Daten über molekulare Polarisierbarkeitstensoren, wie die Elektronenpolarisation und die Kerr-Konstanten, erlauben bei den Bindungen C-C, C-O und C-Halogen nicht die Ermittlung der einzelnen longitudinalen und transversalen Bindungspolarisierbarkeiten, sondern nur die von linearen Kombinationen, die einen Meter für mehr als einen Bindungstyp umfassen. Die theoretischen Ausdrücke und experimentellen Daten der Molekül-Anisotropien sind für eine Reihe von Verbindungen geeignet. Vst. nehmen an, daß die hohen longitudinalen und geringen transversalen Polarisierbarkeiten der C-Halogenbindung nach DENBIGH gerechtfertigt sind, nicht aber seine C-C- und C-H-Polarisierbarkeiten.

M. Wiedemann.

26 **Jiro Higuchi.** *Some calculations based on an LCGO-MO treatment.* J. chem. Phys. **36**, 636-637, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Tokyo, Jap., Inst. Technol., Lab. Phys. Chem.) Nach der Methode der Gruppen-Bahnen (orbitals), deren Konstruktion erörtert wird, werden Ionisationspotentiale von Äthan, Propylen und des Äthylradikals ermittelt und über den beobachteten Werten etwas zu hoch gefunden.

M. Wiedemann.

27 **Bal Krishna and K. K. Srivastava.** *Experimental and theoretical aspects of Debye's equation for a quick determination of electric dipole moment in solution.* J. chem. Phys. **32**, 663-664, 1960, Nr. 3. (März.) (Allahabad, India, Univ., Lab. Phys. Chem.)

Nach der Formel von HIGASI $\mu = \beta (d\epsilon_{12}/df_2)^{1/2}$ wurden für 23 organische Stoffe, darunter Nitro- und Chlorbenzole, aliphatische Halogenide und Alkohole, die Dipolmomente μ aus der Dielektrizitätskonstante der Lösung ϵ_{12} und der Molfraktion f_2 des gelösten Stoffes ermittelt. Nur bei Jodoform und Äthylendibromid weichen die Dipolmomente stark von den nach der üblichen Methode erhaltenen ab. Die Messungen wurden bei einer Frequenz von 10^6 Hz und 20 bzw. 25°C durchgeführt. Die Formel wird diskutiert, die zugrunde liegenden Annahmen erörtert und Verbesserungen angebracht.

M. Wiedemann.

11-928 L. S. Bartell and R. A. Bonham. *Structure of isobutylene.* J. chem. Phys. **32**, 824-826, 1960, Nr. 3. (März.) (Ames, I., Univ., Dep. Chem.) Mittels Elektronenbeugung und unter Verwendung eines Sektor-Mikrophotometers wurde die Molekülstruktur von gasförmigem Isobutylein untersucht. Es wurden folgende Abstände gefunden: C-H_{methyl} = 1,113 Å, C=C 1,331 Å, C-C 1,505, C...H_{methyl} 2,161 und C...C_{mittel} 2,498. Die Winkel ergaben sich zu Me-C-Me rund 112° und C-C-H_{methyl} = $110,4^\circ$. Auch die Schwingungsamplituden wurden bestimmt.

M. Wiedemann.

11-929 L. S. Bartell. *On the effects of intramolecular van der Waals forces.* J. chem. Phys. **32**, 827-831, 1960, Nr. 3. (März.) (Ames, I., Univ., Dep. Chem.) Der Einfluß der intramolekularen VAN DER WAALS-Kräfte auf Bindungswinkel, Bindungslängen, Isomerisations- und Hydrierungswärmen, Beugeschwingungen scheint größer zu sein als der von Hybridisation, Konjugation oder Hyperkonjugation. Er wurde bei verschiedenen Äthylenderivaten, u. a. bei Isobutylein ($\text{CH}_3)_2\text{C}=\text{CH}_2$, festgestellt. Mittels eines Modells, das harte Kugeln annimmt und bei dem die Positionen der Atome durch die Größe der sphärischen Atome bedingt sind, können die Wechselwirkungen zwischen nichtgebundenen Atomen, vor allem die starken Abstößungen, abgeschätzt werden. Die Verkürzung von einfachen C-C-Bindungen in ungesättigten Kohlenwasserstoffen kann auf die Relaxation derartiger Abstößungen zwischen nichtgebundenen Atomen zurückgeführt werden.

M. Wiedemann.

11-930 Tosinobu Anno. *Semiempirical calculation on the electronic structure of the nitrogen-containing heterocyclic molecules. IV. Electronic structure of pyridine.* J. chem. Phys. **32**, 867-871, 1960, Nr. 3. (März.) (Fukuoka, Jap., Kyushu Univ., Gen. Educ. Dep., Chem. Lab.) Die früher entwickelte halbempirische Theorie der Elektronenstruktur der Stickstoff-Heterocyclen wird auf Pyridin angewandt und die n- π und π - π Übergänge berechnet. Es werden nur die Singulett-Niveaus berücksichtigt. Nach einer Konfigurationswechselwirkungs-Berechnung werden die einfach wie die doppelt angeregten Konfigurationen ermittelt. Wird der berechnete Wert dem experimentellen für die Energie des niederen Singulett-Singulett n- π Übergangs angepaßt, so ergibt sich der Hybridisationsparameter der Nichtbindungsbahn am N zu +0,5439, was 22% s-Charakter entspricht. Die niederen Singulett-Niveaus werden in befriedigender Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden erhalten. In der Nähe der starken 4,8 eV Bande (π - π Übergang) existiert ein verdeckter n- π Übergang ($^1\text{A}_2$ - $^1\text{A}_1$).

M. Wiedemann.

11-931 L. S. Bartell and L. O. Brockway. *Electron diffraction study of the structure of trimethyl phosphine.* J. chem. Phys. **32**, 512-515, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ames, I., Univ., Dep. Chem.; Ann Arbor, Mich., Univ., Dep. Chem.)

11-932 Tosinobu Anno and Akira Sadô. *Semiempirical calculation on the electronic structure of the nitrogen-containing heterocyclic molecules. III. Lower triplet levels of pyrazine.* J. chem. Phys. **32**, 619-620, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Fukuoka, Jap., Kyushu Univ., Chem. Lab.)

Schön.

11-933 W. Kaul und R. Fuchs. *Massenspektrometrische Untersuchungen von Argon-Stickstoff-Gemischen und Stickstoff.* Z. Naturf. **15a**, 326-335, 1960, Nr. 4. (Apr.) (Braunschweig, Phys.-Techn. Bundesanst.) Bei Untersuchungen von A-N₂-Gemischen mit einem Massenspektrometer wurden die Molekülionen AN₂⁺ und AN⁺ nachgewiesen. Als wahrscheinlichster Bildungsprozeß für die AN₂⁺-Ionen wird die Reaktion A' + N₂ → AN₂⁺ + e⁻ angenommen, wobei A' ein durch Elektronenstoß angeregtes A-Atom bedeutet. Die Bildung der AN⁺-Ionen erfolgt dagegen durch Stoß eines angeregten N₂⁺-Molekülions mit einem neutralen A-Atom. — Bei Untersuchungen von reinem Stickstoff wurde da

seits von anderen Autoren nachgewiesene N_3^+ -Ion gefunden, dessen Entstehung durch Prozeß $(\text{N}_2^+)' + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_3^+ + \text{N}$ beschrieben wird. Die Existenz eines Ions N_4^+ konnte er den vorliegenden Versuchsbedingungen nicht nachgewiesen werden. Kaul.

934 **Allen Kropf, Edward M. Eyring, Austin L. Wahrhaftig and Henry Eyring.** *Mass spectrum of propane. Isotopic effect and metastable ions.* J. chem. Phys. **32**, 149-157, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Salt Lake City, U., Univ., Dep. Chem.) Die Massenspektren von Propan und der deuterierten Verbindung Propan-2,2-D₂ wurden nach der Theorie des quasi-Gleichgewichts berechnet. Es wird vertikale Ionisation des Ausgangsmoleküls angenommen, der eine Reihe sukzessiver und widerstreitender unimolekularer Reaktionen folgen. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist gut, vor allem hinsichtlich des Effekts der Deuterium-Substitution und der relativen Häufigkeiten metastabilen Ionen, die einen normalen Teil der Spektren bilden.

M. Wiedemann.

935 **R. E. Fox.** *Negative ion formation in NO_2 by electron attachment.* J. chem. Phys. **32**, 285-287, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) Die durch Elektroneneinfang in NO_2 gebildeten negativen Ionen wurden in der Niederdruckquelle eines Massenspektrometers untersucht. Es scheint sich überwiegend um O_2^- zu handeln. Ihre Bildung setzt bei 1,35 eV ein und erreicht ein scheinbares Maximum bei 1,90 eV. Der maximale Wirkungsquerschnitt scheint 0,1 eV oberhalb der Schwelle zu liegen. Die Energieabhängigkeit scheint bei NO_2^- dieselbe zu sein. Eine Abschätzung der Wirkungsquerschnitte ergibt 10^{-18} cm^2 für O_2^- und 10^{-20} cm^2 für NO_2^- .

M. Wiedemann.

936 **R. E. Fox.** *Threshold ionization of HCl by electron impact.* J. chem. Phys. **32**, 385-386, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab.) Mittels eines Massenspektrometers mit 90° Sektor und Xenon als Eichgas wurde die Ionisationskurve von HCl durch Elektronenstoß aufgenommen. Das Ionisationspotential ergab sich zu $6 \pm 0,1$ eV. Der Grundzustand dürfte nach der Form der Kurve ein Dublett $2\pi_i$ mit 1 eV Trennung sein. Weiterhin deutet die Kurve 1,6 eV oberhalb der Energieschwelle auf Ionisation des $\text{A}^2\Sigma^+$ angeregten Zustands des HCl^+ an.

M. Wiedemann.

937 **F. H. Dorman, J. D. Morrison and A. J. C. Nicholson.** *Threshold law for the probability of excitation by electron impact.* J. chem. Phys. **32**, 378-384, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Melbourne, Austr., Commonw. Sci. Ind. Res. Org., Div. Chem. Phys., Chem. Res. Div.) Massenspektrometrisch wurden die Kurven der Ionisationswirksamkeit in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für die Ion-Paar-Prozesse J^+ aus J_2 , O^+ aus O_2 , C^+ aus CO und für die Auto-Ionisationen in N_2^+ und O_2^+ gemessen. Die verschiedenen Gänge, denen die Wahrscheinlichkeit der Anregung durch Elektronenstoß folgen kann, werden diskutiert. Das Schwellengesetz ist in den untersuchten Fällen eine Stufenfunktion der Energie. Verschiedene Erscheinungspotentiale wurden ermittelt, Dissociationsenergien wurden ebenfalls erhalten.

M. Wiedemann.

938 **T. W. Martin and C. E. Melton.** *Hydrogen atom abstraction reactions by cyanide radicals.* J. chem. Phys. **32**, 700-704, 1960, Nr. 3. (März.) (Oak Ridge, Tenn., Natl. Lab., Chem. Div.) Mittels der Ionenradikale CH_3CN^+ und CHN^+ wurde mit D₂, H₂, CH₄ als Donatoren die Wasserstoff-Entzugs-Reaktion nach $\text{XH}^+ + \text{YH} \rightarrow \text{XH}_2^+ + \text{Y}$ in einem 60° Sektor-Massenspektrometer bei 100 oder 215°C untersucht. Die Elektronenenergie lag bei etwa 15 eV, ihre Intensität bei 0,5 μA . Die Reaktionen sind vermutlich im Bereich 10^{-7} - 10^{-3} Torr bimolekular. Die Geschwindigkeitskonstanten wurden bestimmt. Sie liegen bei 10^{-9} ccm/Molekül sec. Der Einfluß von Druck, Temperatur und Molekülstruktur wurde überprüft. Freie Radikale entziehen in gleicher Weise Wasserstoff wie diese Ionenradikale, doch zeigen die letzteren keinen Temperatureffekt.

M. Wiedemann.

939 **J. von Hoene and W. M. Hickam.** *Electron attachment in $\text{C}_8\text{F}_{16}\text{O}$.* J. chem. Phys. **32**, 876-879, 1960, Nr. 3. (März.) (Pittsburgh, Penn., Westinghouse Res. Lab., Technol. Div.) Der perfluorierte zyklische Äther $\text{C}_8\text{F}_{16}\text{O}$, der gaschromatographisch in zwei Komponenten mit 40% (I) und 60% (II) zerlegt werden kann, wurde massenspektrometrisch untersucht. Die Hauptmaxima des Spektrums der negativen Ionen waren $\text{C}_8\text{F}_{16}\text{O}^-$,

$C_7F_{14}^-$, $C_5F_9O^-$, $C_4F_8O^-$, $C_4F_7O^-$, $C_3F_6O^-$, und CF_3O^- , das nur durch eine Umordnung gebildet werden kann. Die Erscheinungspotentiale und Energiebereiche der Elektronen- und Ionenlagerung wurden bestimmt. Auch das positive Ionenspektrum ist angeführt. Komponente I wird die Struktur Perfluoro-2-propyltetrahydrofuran und II die Perfluoro-2-butyltetrahydrofuran zugeordnet.

M. Wiedemann.

11-940 Richard F. Porter and C. W. Spencer. *Stabilities of the gaseous molecules, $BiSi$, $BiTe$ and $SbTe$.* J. chem. Phys. **32**, 943-944, 1960, Nr. 3. (März.) (Ithaca, N. Y., Univ., Dep. Chem., Metallurg. Engng.) Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 sowie Mischungen von Sb-Se und Te-Se wurden erhitzt und die aus der Effusionszelle entweichenden Dämpfe massenspektrometrisch untersucht. Für die Reaktion M_2 (Gas) + Y_2 (Gas) = 2 MY (Gas) wurden die thermochemischen Daten zusammengestellt. Die Dissoziationsenergien D (MY) betragen für die Systeme Bi-Se, Bi-Te, Sb-Te und Te-Se 2,4; 2,1; 2,6 und 2,5 ev.

M. Wiedemann.

11-941 Alan W. Searey, Wendell S. Williams and Paul O. Schissel. *Use of constant-boiling systems in calibration of mass spectrometers and other molecular beam instruments.* J. chem. Phys. **32**, 957-958, 1960, Nr. 3. (März.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Min. Technol.; Parma, O., Nat. Carbon Co., Div. Un. Carbide) Das Prinzip der Verwendung konstant-siedender Gemische in Massenspektrometern wird dargelegt. Das Verhältnis der einzelnen Species aus einem solchen Gemisch ist unabhängig, ob die Verdampfung im Gleichgewicht oder von einer freien Oberfläche stattfindet. Bei TiB_2 wurden nur Ti^+ und B^+ -Ionen beobachtet. Ihr Verhältnis war unabhängig von der Temperatur. Aus dem beobachteten Intensitätsverhältnis $I_{Ti}/I_B = 3,8$ ergibt sich durch Multiplikation mit dem Flußverhältnis für die konstant-siedende Verbindung TiB_2 von 2 ein Verhältnis der Ionisationswirkungsquerschnitte $\sigma_{Ti}/\sigma_B = 7,6$.

M. Wiedemann.

11-942 G. W. Chantry. *Temperature dependence of Raman intensities.* J. chem. Phys. **32**, 222-223, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Ithaca, N. Y., Univ.) Die Temperaturabhängigkeit der Intensität von RAMAN-Linien eines polyatomaren Moleküls wird untersucht. Dabei werden neben den Grundübergängen auch heiße Banden der Form $1\nu_1 + m\nu_2 + n\nu_3 \rightarrow (l \pm 1)\nu_1 + m\nu_2 + n\nu_3$ beachtet. Die Temperaturabhängigkeit jeder Bande ist dieselbe wie bei einem diatomaren Molekül. Auch entartete Schwingungen zeigen die gleiche Temperaturabhängigkeit.

M. Wiedemann.

11-943 S. Sundaram, Frank Suszek and Forrest F. Cleveland. *Potential energy constants, rotational distortion constants and thermodynamic properties for NH_3 , ND_3 ; PH_3 , PD_3 ; AsH_3 and AsD_3 .* J. chem. phys. **32**, 251-254, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Chicago, Ill., Inst. Technol., Dep. Phys., Spect. Lab.) Für Moleküle XY_3 mit $X=N$, P, As und $Y=H$, D wird eine Normalkoordinaten-Analyse nach der WILSON FG-Matrixmethode durchgeführt. Es wird das gesamte quadratische Kraftfeld in den Molekülen erhalten. Die Rotations-Verzerrungs(Distortion)-Konstanten wurden bestimmt und mit anderen Ergebnissen verglichen. Die freie Energie, Entropie, Wärmeinhalt und Wärmekapazität wurden für den idealen Gazustand bei 1 Atm Druck und bei Temperaturen von 100 bis 1000° K nach der Näherung des starren Rotors und harmonischen Oszillators berechnet.

M. Wiedemann.

11-944 S. S. Penner. *Radiant energy emission from excited harmonic oscillators.* J. chem. Phys. **32**, 617-618, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Guggenheim Jet Prop. Center.) Es wird gezeigt, daß die gesamte Strahlungsenergie, die durch spontane Übergänge emittiert wird, in der Näherung des harmonischen Oszillators von den ursprünglich angeregten Schwingungsniveaus bei gegebener Zufuhr an gesamter Energie unabhängig ist.

M. Wiedemann.

11-945 Yonezo Morino, Yasushi Nakamura and Takao Iijima. *Mean square amplitudes and force constants of tetrahedral molecules. I. Carbon tetrachloride and germanium tetrachloride.* J. chem. Phys. **32**, 643-652, 1960, Nr. 3. (März.) (Tokyo, Jap., Univ., Fac. Sci. Dep. Chem.) An CCl_4 und $GeCl_4$ wurden Elektronenbeugungen durchgeführt. Für die Kamera von 11,8 cm Länge wurde ein r^3 -Sektor, für die mit 27,9 cm ein r^2 -Sektor benutzt, die Elektronen wurden auf 45 kV beschleunigt. Für $GeCl_4$ wurden bei 23°C die

stände Ge-Cl zu $2,113 \pm 0,003 \text{ \AA}$ und Cl-Cl zu $3,444 \pm 0,006 \text{ \AA}$ und die mittleren Schwingungsamplituden zu $0,047_4 \pm 0,003_3$ und $0,097_9 \pm 0,003_3 \text{ \AA}$ bestimmt. Für CCl_4 bei 22°C sind die entsprechenden Werte $1,766, \pm 0,003$; $2,888_1 \pm 0,003$ und $0,0505 \pm 0,02$; $0,0696 \pm 0,001 \text{ \AA}$. Die Kraftkonstanten sind für beide Verbindungen für das System der Symmetriekoordinaten wie der inneren Koordinaten angegeben. Nach den Autoren scheint in den Molekülen näherungsweise ein Kraft-Feld vom UREY-BRADLEY-Typ zu liegen, bei dem neben Kräften entlang den Valenzbindungen auch Wechselwirkungen zwischen ungebundenen Atomen besteht.

M. Wiedemann.

946 G. W. Michailow. *Einfluß des Druckes auf das Raman-Spektrum des Sauerstoffs.* exp. teor. Fis. **37**, 1570-1574, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Änderung des RAMAN-Spektrums eines Gases mit dem Druck hängt unmittelbar von den Prozessen beim Molekülstoß ab. Zur Aufklärung des Stoßmechanismus hat Vf. früher am N_2 (Ber. Nr. 3 -) und jetzt am O_2 für Drücke zwischen 7 und 125 atm bei $+27^\circ\text{C}$ das RAMAN-Spektrum aufgenommen, und zwar mit drei bis vier Aufnahmen für jeden untersuchten Druckwert. Der mittlere Fehler in der Linienbreite betrug 15%, in der Intensität 3-5%. Das Spektrum besteht aus einem O- und einem S-Ast der Rotationsbande beiderseits der Anregungslinie und einer Schwingungsbande (O-, Q- und S-Äste). Die Linienverbreiterung hat im untersuchten Druckbereich Stoßcharakter; der effektive Stoßradius ρ erhält sich zu $\rho_\omega = 4,43 \text{ \AA}$. Die Parameter für die Breite der Rotationslinien im RAMAN-Spektrum stimmen mit den entsprechenden Größen überein, die man für O_2 aus der Rotation im Mikrowellengebiet mißt. Im Gegensatz zu den Rotationslinien verbreitern sich die Linien des Q-Astes des Schwingungsüberganges im O_2 mit zunehmendem Druck nicht. Die beobachtete Breite der Q-Linien läßt sich durch eine Aufspaltung des Q-Astes im sichtbaren Bereich J infolge einer Wechselwirkung von Schwingung und Rotation verstehen. Die Verteilung der Gesamtintensität über die Linien in der Rotationsbande ist thermisch unverändert, ändert sich im untersuchten Druckbereich nicht; das ist verständlich, da die beobachtete Verbreiterung nicht zur Überlappung und damit zur Umlagerung der Intensität führt.

Vogel.

947 James C. Gilfert and Dudley Williams. *Pressure modulation of infrared absorption. I. Entire vibration-rotation bands.* J. opt. Soc. Amer. **48**, 765-769, 1958, Nr. 11. (v.) Ein einfacher Apparat zur Anwendung einer Druckmodulationsmethode bei der Aufnahme von Ultrarotspektren gasförmiger Proben wird beschrieben. Der Vorteil gegenüber der normalen Methode liegt hauptsächlich im Hervorheben schwacher Banden einer Grundabsorption der Atmosphäre. Mit beiden Methoden aufgenommene Vibrationsschwingungsspektren von Kohlenmonoxid, Stickoxydul, Methan und Propan werden verglichen. Während schwächere Banden sehr gut wiedergegeben werden, sind Flanken starker Absorptionsbanden gegenüber der Bandenmitte überbetont. Es versucht, durch Verbesserungen, z. B. Einsatz empfindlicherer Verstärker, die Druckmodulationsmethode für Routineuntersuchungen von Gasspektren auszubauen.

Klier.

948 James C. Gilfert and Dudley Williams. *Pressure modulation of infrared absorption. II. Individual lines in vibration-rotation bands.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 212-216, 1959, Nr. 3. (März.) (Columbus, O., State Univ., Dep. Phys.) Unter Anwendung der Druckmodulationsmethode wurden die UR-Spektren verschiedener Gase im Rotations-Schwingungsbereich untersucht. Absorptionslinien, welche Übergängen zwischen höheren Rotationsniveaus entsprechen, erscheinen mit größerer Intensität als bei konventionell aufgenommenen Spektren. Dieser Effekt wird quantitativ gedeutet durch die Annahme einer periodischen Änderung der Besetzungszahlen der oberen Rotationsniveaus, hervorgerufen durch periodische Temperaturänderungen des Gases bei der Druckmodulation. Weitere mögliche Anwendungen der Druckmodulationstechnik auf Probleme der UR-Spektroskopie werden diskutiert.

Klier.

949 G. Allen and E. Warhurst. *The influence of solvation on the Raman spectra of uric chloride and the ionic character of the mercury-chlorine bond.* Trans. Faraday Soc. **54**, 1786-1789, 1958, Nr. 12 (Nr. 432). (Dez.) (Manchester, Univ., Dep. Chem.) Die RAN-aktive Schwingungsfrequenz ν_1 von Quecksilberchlorid wurde in verschiedenen Lösungsmitteln gemessen. Sie liegt stets niedriger als bei gasförmigem Quecksilberchlorid.

chlorid. Die relative Frequenzänderung ist genähert dem Logarithmus der Dielektrizitätskonstanten des Lösungsmittels proportional. Daraus wird auf eine teilweise Ionenbindung des HgCl_2 -Moleküls geschlossen. Ihr Anteil an der Gesamtbinding wird zu 28% errechnet.

Klier.

11-950 E. Kerry Gill and Keith J. Laidler. *The vibration and decomposition of the ozone molecule.* Trans. Faraday Soc. **55**, 753—759, 1959, Nr. 5 (Nr. 437). (Mai.) (Ottawa, Univ. Dep. Chem.) Unter Annahme einer Valenzkraft-Potentialfunktion wurde eine Schwingungsanalyse des Ozonmoleküls durchgeführt. Die Behandlung stützt sich auf Arbeiten von WILSON und BADGER und benutzt die von PIERCE aus Mikrowellen-Untersuchungen berechneten Kraftkonstanten. Die zur Anwendung von SLATERS Theorie der unimolekularen Reaktionen erforderlichen „Amplitudenfaktoren“ werden berechnet. Unter anderem wird die Frage des Energieflusses zwischen den Normalschwingungen erörtert.

Klier.

11-951 N. P. Jaroslawski und A. E. Stanjewitsch. *Das Rotationsspektrum der H_2O -Dämpfe und die Absorption feuchter Luft im Wellenlängenbereich von 40 bis 2500 Mikron.* Opt. i Spektrosk. **6**, 799—801, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Mit Hilfe eines von den Vff. entwickelten, in früheren Veröffentlichungen beschriebenen IR-Vakuum-Langwellenspektrometers wurden in untersuchten Gebiet 40—2500 μ theoretisch vorhergesagte und mit Methoden der Mikrowellenradiospektroskopie bereits gefundene Absorptionsbanden festgestellt.

v. Keussler.

11-952 Robert Cardinaud. *Association des solutions de deutéro-méthanol et deutéro-phénol. III. Etude spectroscopique infrarouge.* Bull. Soc. Chim. Fr. 1960, S. 629—634, Nr. 4. (Apr.) (Paris, Ecole Centr. Arts Manuf., Lab. Chim.)

11-953 Robert Cardinaud. *Etude spectroscopique des nitrophénols et deutéro-nitrophénols.* Bull. Soc. Chim. Fr. 1960, S. 634—638, Nr. 4. (Apr.) (Paris, Ecole Centr. Arts Manuf., Lab. Chim.)

Beggerow.

11-954 Anton Peterlin. *Deformation and orientation of linear macromolecules in the laminar flow.* Bull. Res. Coune. Isr. **7A**, 1—8, 1957, Nr. 1. (Dez.) (Ljubljana, Yug. Stefan Inst.)

Schön.

11-955 N. J. Resajeff und N. S. Andrejeff. *Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Intensität und Breite der Linien der Kombinationsstreuung.* Opt. i Spektrosk. **7**, 119—122, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Die Integralintensitäten und Linienbreiten der RAMAN-Linien des Meta-Xylols und Para-Xylols wurden im Temperaturbereich —30 bis +160°C gemessen.

v. Keussler.

11-956 L. I. Bellamy, C. P. Conduit, R. J. Pace and R. L. Williams. *Infra-red spectra and solvent effects. V. Solvent effects on $X=O$ dipoles and on rotational isomers.* Trans. Faraday Soc. **55**, 1677—1683, 1959, Nr. 10 (Nr. 442). (Okt.) (Waltham Abbey, Essex Min. Supply, E. R. D. E.) Der Einfluß von Lösungsmittelleffekten auf die $X=O$ Valenzschwingung wurde untersucht. Bei auftretender Rotationsisomerie wurde der Einfluß auf die einzelnen Isomeren gesondert studiert. Es konnte streng gezeigt werden, daß Dimethylnitrosamin in Lösung nicht gleichzeitig in monomerer und dimerer Form vor kommt.

Klier.

11-957 G. Briegleb und H. Delle. *Infrarot-spektroskopische Untersuchungen an Komplexisomeren.* Z. Elektrochem. **64**, 347—355, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (Würzburg, Univ. Inst. phys. Chem.)

11-958 Rudolf Eckert und Hans Kuhn. *Richtungen der Übergangsmomente der Absorptionsbanden von Polyenen, Cyaninen und Vitamin B_{12} aus Dichroismus und Fluoreszenz polarisation.* Z. Elektrochem. **64**, 356—364, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (Marburg/Lahn, Univ. Phys.-Chem. Inst.)

11-959 H.-H. Perkampus und H. Köhler. *Absorptionsspektren und Basizität der Phenanthroline und verwandter Verbindungen.* Z. Elektrochem. **64**, 365—373, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (Hannover, T. H., Inst. Phys. Chem. Elektrochem.)

Beggerow.

960 **G. Geiseler und K. O. Bindernagel.** *Infrarot- und ramanspektroskopische Untersuchungen an homologen und stellungsisomeren n-Alkanderivaten. 2. Mitteilung. Über die Schwingungsspektren der sekundären Sulfochloride des Propans, n-Butans und n-Pentans.* Elektrochem. **64**, 421—425, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (Merseburg, Leuna, Org. Abt.)

961 **Hans Prugger und Fritz Dörr.** *Absorptionsspektren organischer Moleküle mit bindenden Elektronen im Schumanngel: esocyclische Ketone.* Z. Elektrochem. **64**, 431—430, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (München, T. H., Phys.-Chem. Elektrochem. Inst.) Beggerow.

962 **Kazuo Nakamoto and Arthur E. Martell.** *Infrared spectra of metal-chelate compounds. I. A normal coordinate treatment on bis-(acetylacetonato)-Cu (II).* J. chem. Phys. **32**, 588—597, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Worcester, Mass., Univ., Dep. Chem.)

963 **Peter Klaboe and J. Rud Nielsen.** *Infrared and Raman spectra of fluorinatedanes. XII. 1, 1, 2, 2-tetrafluoroethane.* J. chem. Phys. **32**, 899—907, 1960, Nr. 3. (März.) (Norman, Okla., Univ., Dep. Phys.)

964 **Daniel Kivelson, E. Bright Wilson jr. and David R. Lide jr.** *Microwave spectrum, structure, dipole moment and nuclear quadrupole effects in vinyl chloride.* J. chem. Phys. **32**, 201—209, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Cambridge, Mass., Univ., Mallinckrodt Chem. Lab.; Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) Schön.

965 **W. Jeremy Jones.** *The infra-red spectrum and structure of guanidine.* Trans. Faraday Soc. **55**, 524—531, 1959, Nr. 4 (Nr. 436). (Apr.) (Aberystwyth, Univ. Coll. Wales, Edwards Davies Chem. Labs.) Die ultraroten Absorptionsspektren von Guanidin

Deuteroguanidin werden beschrieben und mit denjenigen von Harnstoff und dem Guanidinium-Ion verglichen. Die Ergebnisse einer molecular orbital- bzw. Kraftkonturen-Behandlung werden mit den entsprechenden Daten beim Harnstoff verglichen. Klier.

966 **J. C. Rivière.** *Spectra and intensities in conjugated dialdehyde-anions.* Trans. Faraday Soc. **55**, 1673—1676, 1959, Nr. 10 (Nr. 442). (Okt.) (Melbourne, C. S. I. R. O., Div. of Phys.) Das von BAYLISS und RIVIÈRE zur Voraussage von Spektren, Intensitäten und Ionisationsenergien von linearen Polyenen und Polymethinen erfolgreich benutzte „die-Elektronen-Modell“ wird in vorliegender Arbeit auf linear konjugierte Dialdehydonen angewandt. Durch Anpassung lediglich eines Parameters wird gute Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Werten erzielt. Klier.

967 **W. A. Kisel und W. M. Rubinoff.** *Die optischen Eigenschaften konzentrierter Lösungen und Schmelzen. I. Opt. i Spektrosk.* **7**, 62—70, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Es werden Reflexions- und Absorptionsspektren einiger Farbstoffe in einem weiten Konzentrationsintervall, sowie solche von Brom aufgenommen. Die experimentell gewonnenen Bandenkonturen werden mit den nach der klassischen Dispersionstheorie, sowie nach der DAWYDOFF aufgestellten Quantentheorie der Absorption und Dispersion von Licht in Lösungen verglichen, wobei auf die Überlegenheit der letzteren Theorie hingewiesen wird. Die Konzentrationsabhängigkeit der Oszillatorenstärken der Farbstoffe wurde ermittelt. Es zeigte sich, daß die Oszillatorenstärken mit wachsender Konzentration abnehmen. v. Keussler.

968 **G. A. Crosby and R. E. Whan.** *Extreme variations of the emission spectra of potassium chelates.* J. chem. Phys. **32**, 614—615, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Albuquerque, N. Mex., Univ., Dep. Chem.) Schön.

969 **Robert R. Reeves, Gene Mannella and Paul Harteck.** *Formation of excited NO₂ by wall catalysis.* J. chem. Phys. **32**, 946—947, 1960, Nr. 3. (März.) (Troy, N. Y., Techn. Inst., Chem. Dep.) Wenn eine strömende Mischung aus N- und O-Atomen zusammen mit Ar und undissoziierten N₂ und O₂ über Folien aus Ni, Co oder Ag passt, so wurde hellrotes Licht mit der Ausdehnung einiger nm von der Phasengrenze emittiert. Die Lebensdauer der angeregten Zustände dürfte 10⁻⁶ sec betragen. Spektren.

troskopische Analyse zeigte das erste positive System des Stickstoffs und das β -System von NO. Vlf. schlagen daher folgenden Mechanismus vor: $\text{N}^{\text{4S}} + \text{O}^{\text{3P}} \rightarrow \text{NO}(\text{B}^2\pi)$ gebildet an der Wand, strömt in die Gasphase, $\text{NO}(\text{B}^2\pi) \rightarrow \text{NO}(\text{X}^2\pi) + \beta$ -Banden, oder $\text{NO}(\text{B}^2\pi) + \text{N}^{\text{4S}}, \text{N}_2(\text{B}^3\pi\text{g}) + \text{O}^{\text{3P}}, \text{N}_2(\text{B}^3\pi\text{g}) \rightarrow \text{N}_2(\text{A}^3\Sigma\text{u}^+) + \text{erstes positives System.}$

M. Wiedemann.

11-970 Robert Englman. *Mechanism for the optical absorption in some paramagnetic salts.* J. chem. Phys. **32**, 299-300, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Haifa, Isr., Inst. Technol., Dep. Phys.) Die Frequenz der Absorption octaedrisch hydratisierter paramagnetischer Ionen kann aus der Theorie des Liganden-Felds vorausgesagt werden. Zur Voraussage der Intensität betrachtet Vl. als Verunreinigungen die Ladungstransfer-Zustände des Komplexes. Die Oszillatiorstärke ergibt sich dann als Funktion der Energien des End-, Ausgangs- und Ladungstransfer-Zustands, der Symmetrie der Zustände und der Eigenschaften des Ions. Für $\text{Ti}^{3+}, \text{V}^{3+}, \text{Cr}^{3+}, \text{Mn}^{3+}$ und $\text{V}^{2+}, \text{Cr}^{2+}, \text{Fe}^{2+}, \text{Co}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$ und Cu^{2+} ergeben sich die Oszillatiorstärken mit einer Genauigkeit von rund 50%, wie ein Vergleich mit experimentellen Werten zeigt.

M. Wiedemann.

11-971 H. L. Frisch and E. Helfand. *Conditions imposed by gross properties on the intermolecular potential.* J. chem. Phys. **32**, 269-270, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Tele. Lab.) Falls der zweite Virialkoeffizient in Abhängigkeit von der Temperatur ein Maximum zeigt, lassen sich hieraus Schlüsse auf das intermolekulare Potential ziehen. So ergeben Potentiale, die nur abstoßend oder vom SUTHERLAND-Typ sind, kein Maximum. Bei Benützung einer LAPLACE-Transformation können auch Schlüsse auf die Wirkungsquerschnitte gezogen werden.

M. Wiedemann.

11-972 D. H. Rank, W. B. Birtley, D. P. Eastman and T. A. Wiggins. *Pressure-induced shifts of HCl lines due to foreign gases.* J. chem. Phys. **32**, 296-297, 1960, Nr. 1. (Jan.) (University Park, Penn., Univ., Dep. Phys.) Mittels einer Absorptionsröhre von 1 m und bei HCl-Drucken von 2,5 cm Hg oder weniger wurde die Verschiebung der R(10) und R(0)-Linien der 2-0-Bande von H^{35}Cl unter Einfluß des Druckes eines Fremdgases gemessen. Als Fremdgase wurden He, Ne, H_2 , Ar, O_2 , CO, CO_2 und N_2O benutzt. Die Druckkoeffizienten der Verschiebung $\Delta\nu/\text{P}$ sind angegeben, sie liegen in der Größenordnung $10^{-4} \text{ cm}^{-1}/\text{cm Hg}$ und können positiv oder negativ sein.

M. Wiedemann.

11-973 M. A. Hirshfeld, J. H. Jaffe and S. Kimel. *Pressure-induced shifts of HCl lines due to foreign gases.* J. chem. Phys. **32**, 297-298, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Rehovoth, Isr., Weizmann Inst. Sci.) Für einige Linien der 2-0-Bande von H^{35}Cl wurden bei 24°C die durch polare Gase, CO, SO_2 , CH_3Cl bewirkten Druckverschiebungen der Frequenz bestimmt. Auch an DCl wurden Messungen ausgeführt. Bei hohen J-Zahlen ist das Verhältnis der Verschiebungen durch Kr und Ar (1,55 für R(8)) dem Verhältnis der Polarisierbarkeiten nahezu gleich, was auf Dipol-induzierte Wechselwirkungen hinweist. Für He gilt diese Beziehung nicht.

M. Wiedemann.

11-974 William J. Jameson jr. and Henry Aroeste. *Short-range interaction between a hydrogen molecule and a hydrogen atom. II.* J. chem. Phys. **32**, 374-377, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Palo Alto, Calif., Lockheed Miss. Space Div. Res. Lab.) Eine LCAO (Lineare Kombination atomarer Bahnen) Berechnung der Wechselwirkung im System $\text{H}_2\text{-H}$ ergab gegenüber den experimentellen Werten zu hohe Energien. Vlf. untersuchen nun den Einfluß angeregter Atome. Ein System, bestehend aus einem Molekül im Grundzustand und einem Atom in einem Zwei-Quantenzustand mit der magnetischen Quantenzahl $m = 0$, zeigt eine geringere Wechselwirkungsenergie als drei 1 s-Elektronen. Ist dagegen $m = 1$, ist die Wechselwirkung höher. Die Differenzen zwischen Berechnung und Experiment werden diskutiert.

M. Wiedemann.

11-975 Joseph T. Vanderslice, Edward A. Mason and William G. Maisch. *Interactions between ground state oxygen atoms and molecules: $\text{O}-\text{O}$ and O_2-O_2 .* J. chem. Phys. **32**, 515 bis 524, 1960, Nr. 2. (Febr.) (College Park, Maryland, Univ., Inst. Mol. Phys.) Von den 18 verschiedenen Zuständen des O_2 , die bei Dissoziation zu Atomen im Grundzustand führen, kann für sechs aus spektroskopischen Daten die Kurve der potentiellen Energie

er O-O-Wechselwirkung berechnet werden, nämlich für: $X^3\Sigma^-$, $^1\Delta g$, $^1\Sigma g^+$, $^3\Delta n$, $^3\Sigma n^+$, $^1\Sigma n^-$, ferner für $B^3\Sigma_u^-$, der zu einem Atom im Grund- und einem angeregten Zustand dissoziiert. Für die restlichen zwölf Zustände des O_2 werden die Kurven aus Näherungsquantenbeziehungen abgeleitet. Die experimentellen Daten sind ungenügend. Diese Beziehungen ergeben auch die O_2 - O_2 -Wechselwirkung näherungsweise. Das Ergebnis stimmt mit den Schwingungsrelaxationszeiten und der Viskosität bei hohen Temperaturen überein.

M. Wiedemann.

-976 **Charles E. Hecht.** *Trapped free radical concentrations.* J. chem. Phys. **32**, 365 bis 70, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Enrico Fermi Inst. Nucl. Stud.) Nach dem statistischen Modell wird die Konzentration an freien Radikalen abgeschätzt, die in einer festen Matrix eingefangen sind, welche bei niederer Temperatur aus einer gasförmigen Mischung dissoziierter Moleküle und verdünnter Gase oder dissoziierter und undissoziierter Moleküle derselben Art kondensiert wurde. Kinetische und Energiebetrachtungen werden unterlassen, es wird die aus der wahrscheinlichsten Verteilung aller Radikale und des Verdünnungsmittels über das Gitter resultierende Konzentration Abhängigkeit von Verdünnungskonzentration und Koordinationszahl ermittelt. Die Konzentration nimmt im allgemeinen mit beiden Größen ab. Bei Kondensation aus einem völlig dissozierten Gas ergibt sich ohne Verdünnungsmittel der Anteil der freien Radikale für ein kubisches Gitter zu 0,12 und für ein flächenzentriertes kubisches zu 0,08.

M. Wiedemann.

-977 **George E. Ewing, Warren E. Thompson and George C. Pimentel.** *Infrared detection of the formyl radical HCO .* J. chem. Phys. **32**, 927-932, 1960, Nr. 3. (März.) Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem.) HJ, HBr, DJ und DBr wurden bei 20°K in festem O_2 suspendiert und der Photolyse unterworfen. Durch die Infrarotabsorption bei 1860 und 1091 cm^{-1} wurde das Formylradikal HCO und durch 1860 und 856 cm^{-1} DCO nachgewiesen. Zur Identifizierung dienten Absorptionsbanden im sichtbaren Bereich, die denen des HCO -Gases entsprechen: 6695, 6352, 6052, 5789, 5548, 5330, 5102 Å. Die Schwingungsfrequenzen, die Strukturparameter und die thermodynamischen Eigenschaften des Radikals HCO wurden aus den Daten ermittelt.

M. Wiedemann.

-978 **Ignacio Tinoco jr. and Robert W. Woody.** *Optical rotation of oriented helices. I. Calculation of the rotatory dispersion of the alpha helix.* J. chem. Phys. **32**, 461-467, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Berkely, Calif., Univ., Chem. Dep.) Die Polarisationstheorie der optischen Rotation wurde verallgemeinert und zur Ermittlung der Rotationsdispersion benutzt. Für Polyglycin und Polyalanin wurde die Dispersion für Lichteinfall senkrecht und parallel zur Helix-Achse numerisch berechnet. Die Möglichkeit, aus einem Vergleich mit den Experimenten Schlüsse auf den Anteil der Helices in Polypeptiden und auf ihren Rehsinn zu ziehen, wird diskutiert. Für Polybenzyl-L-glutamat würde sich ergeben, daß die Helix linkshändig ist.

M. Wiedemann

-979 **J. Ladell, M. Mack, W. Parrish and J. Taylor.** *Dispersion, Lorentz and polarization effects in the centroid method of precision lattice parameter determination.* Acta cryst. **12**, 567-570, 1959, Nr. 8. (10. Aug.) (Irvinton-on-Hudson, N. Y., Philips Lab.)

-980 **J. Ladell and K. Lowitzsch.** *Automatic single crystal diffractometry. I. The kinematic problem.* Acta cryst. **13**, 205-215, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Irvington-on-Hudson, N. Y., Philips Lab.)

-981 **E. F. Bertaut.** *Algèbre des facteurs de structure.* Acta cryst. **12**, 570-574, 1959, Nr. 8. (10. Aug.) (Grenoble, Fr., Inst. Fourier, Lab. Electrostat., Phys. Mét.)

-982 **J. Karle and H. Hauptman.** *A unified program for phase determination, type 2 P.* Acta cryst. **12**, 590-593, 1959, Nr. 8. (10. Aug.) (Washington, D. C., U. S. Naval Res. Lab.)

-983 **D. M. Blow.** *To fit a plane to a set of points by least squares.* Acta cryst. **13**, 8, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Biol.)

-984 **H. A. Richard Wegener.** *On the Taylor series approximation of $\Delta F'$.* Acta cryst. **13**, 186-189, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Bloomfield, N. J., Tung-Sol Electr. Res. Lab.)

Schön.

11-985 **A. L. Mackay.** *An axial retigraph.* Acta cryst. **13**, 240-245, 1960, Nr. 3. (10. März.) (London, Engl., Birkbeck Coll. Cryst. Lab.)

11-986 **H. A. Levy and R. D. Ellison.** *The polarization correction for upper level geometry using crystal monochromatized radiation.* Acta cryst. **13**, 270-271, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Chem. Div.)

11-987 **Henry Chessin and R. W. Whitmore.** *Extension of the M function tables for a hindered rotator of Lipscomb and King.* Acta cryst. **13**, 274, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Monroeville, Penn., U. S. Steel Corp., Res. Center, Edgar C. Bain Lab. Fund. Res.)

11-988 **R. Chaulet, A. Guinier and F. Sebilleau.** *Mesures de faibles variations de paramètres ou de faibles largeurs de raies par les diagrammes achromatiques.* Acta cryst. **13**, 332-339, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Montrouge, Seine Soc. Als Constr. Mée.; Orsay, Seine et Oise, Fac. Sci., Lab. Phys. Solides; Fontenay-aux-Roses, Seine, Comm. Energie Atom.)

11-989 **Tor Löfgren.** *A simple and accurate technique for the correction of X-ray intensities for angle factors in the equi-inclination method.* Acta cryst. **13**, 156-159, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Uppsala, Swed., Univ., Inst. Chem.)

11-990 **J. S. Rollett and R. A. Sparks.** *The correlation of intersecting layers of X-ray intensity data.* Acta cryst. **13**, 273-274, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Oxford, Engl., Univ., Comput. Lab.)

11-991 **R. Brill.** *On the influence of binding electrons on X-ray intensities.* Acta cryst. **13**, 275-276, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Berlin-Dahlem, Max-Planck-Ges., Fritz Haber-Inst.)

11-992 **T. Suzuki.** *Atomic scattering factor for O^{2-} .* Acta cryst. **13**, 279, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Tokyo, Jap., Univ., Inst. Phys., Coll. Gen. Educ.)

11-993 **Norio Kato.** *The energy flow of X-rays in an ideally perfect crystal: comparison between theory and experiments.* Acta cryst. **13**, 349-356, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Cambridge, Mass., Univ., Div. Engng., Appl. Phys.) Schön.

11-994 **Kazutake Kohra and Hiroshi Watanabe.** *Anomalous transmission of electrons in a film of molybdenite.* J. phys. Soc. Japan **14**, 1119-1120, 1959, Nr. 8. (Aug.) (Komaba, Meguro, Tokyo, Univ., Coll. Gen. Educat., Inst. Phys.; Kokubunji, Tokyo, Hitachi Central Res. Lab.) In defokalisierten Beugungsdiagrammen („HILLIER“-Diagrammen) zeigen die einzelnen Beugungsflecken bereits die Kristallgestalt; streifenförmige Kristallbereiche guter Beugungsorientierung zeichnen sich im Beugungsfleck als helle Streifen, im Primärstrahlfleck infolge Beugungsextinktion als dunkle Streifen ab. Statt dieses bekannten Phänomens zeigt sich jedoch in dicken Einkristallplättchen ein anderes: Helle Kristallbereiche im Primärstrahlfleck entsprechen auch hellen Kristallbereichen im Beugungsfleck. Die Ursache liegt darin, daß Bereiche guter Beugungsorientierung wie bei Röntgeninterferenzen eine anomal schwache Absorption für unelastische Prozesse aufweisen, die Elektronenstrahldurchlässigkeit hier also anomal hoch ist. Niehrs.

11-995 **Shizuo Miyake, Satio Takagi and Fuminori Fujimoto.** *The extinction rule for reflexions in symmetrical spot patterns of electron diffraction by crystals.* Acta cryst. **13**, 360-361, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Tokyo, Univ., Inst. Solid State Phys. and Coll. Gen. Educ.) Schön.

11-996 **Jerry Donohue.** *Crystal structure of helium isotopes.* Phys. Rev. (2) **114**, 1009, 1959, Nr. 4. (15. Mai.) (Los Angeles, Calif., Univ., Dep. Chem.) Die Gitterkonstanten von He^4 werden aus den experimentellen Angaben von HENSHAW (1958) neu berechnet und die hieraus ermittelten Atomabstände und Molvolumina mit den entsprechenden Daten für festes β - He^3 , die einer Arbeit von SCHUCH, GRILLY und MILLS (1958) entnommen worden sind, verglichen. Rühl.

11-997 **A. F. Schuch.** *The structure of solid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 79-81. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci.

ab.) Mit der ausführlich beschriebenen Kamera werden LAUE-Aufnahmen von festem Wasserstoffe angefertigt. Danach beträgt das Achsenverhältnis $c/a = 1,596$. Rühl.

1-998 **A. A. Galkin und I. W. Matias.** *Zur Frage nach der Struktur des festen Wasserstoffs.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1831-1832, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die Röntgenogramme von KOGAN u. a. (J. exp. theor. Phys. **31**, 544, 1956; **34**, 238, 1958; Ber. Nr. 7-999) und sowohl mit einem hexagonalen nicht ganz dicht gepackten Gitter mit $a = 3,7$ und $c = 6,42$ als auch mit einem tetragonalen Gitter mit $a = 4,5$ und $c = 3,68$ vereinbar. Zur Aufklärung der Struktur des kristallinen Wasserstoffs untersuchten Vlf. die kernmagnetische Resonanz; im Zusammenhang damit berechnete DUCHIN die mögliche Anisotropie der kernmagnetischen Resonanz an Wasserstoff-Einkristallen für die beiden in Frage kommenden Gittertypen (DUCHIN, Ber. Nr. 9-1007). Bei Vernachlässigung der innermolekularen Verbreiterung ist für das hexagonale Gitter mit den obigen Parametern die Anisotropie des zweiten Moments bezüglich der Achse sechster Ordnung gleich Null, bezüglich der Achse zweiter Ordnung 40%; das tetragonale Gitter zeigt kaum eine Anisotropie (0 für die Achse vierter Ordnung, weniger als 10% für die Achse zweiter Ordnung). Die beschriebenen Experimente wurden an einer großen Anzahl von Wasserstoffstein- bzw. Polykristallen bei $4,2^\circ\text{K}$ durchgeführt. Da die Anisotropie der Resonanzlinienbreite vom Winkel des Magnetfeldes zur höheren Einkristallachse abhängt, mußten Einkristalle vorgegebener Orientierung erzeugt werden; die zylindrischen Proben wurden bei verschiedenen Richtungen des Temperaturgradienten zu dieser Achse hergestellt, was anscheinend Erfolg hatte. Die gemessenen Winkelabhängigkeiten zeigen, daß das zweite Moment der Kernresonanz bei Einkristallen weniger als 2% Anisotropie hat (wenn überhaupt); Breite und Form der Linien stimmten für Ein- und Polykristalle praktisch überein. Die beobachtete Streuung der Linienbreiten von Messung zu Messung wird durch eine verschiedene Konzentration des Ortho- und Parawasserstoffes gedeutet. Die fehlende Anisotropie spricht für das tetragonale Gitter; unterhalb von $1,5^\circ\text{K}$, wo kaum noch eine Molekülrotation herrscht — diese wird für die Übereinstimmung der Linienkontur für Ein- und Polykristalle verantwortlich gemacht — so also die Feinstruktur der Linien zum Vorschein kommt, könnte eine Anisotropie auftreten. Vogel.

1-999 **Claude P. Talley, Sam LaPlaca and Ben Post.** *A new polymorph of boron.* Acta cryst. **13**, 271-272, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Richmond, Va., Exp. Ind., Brooklyn, N. Y., Polytechn. Inst.)

1-1000 **Ira Binder and Ben Post.** *Manganese diboride.* Acta cryst. **13**, 356, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (White Plains, N. Y., Un. Carbide Co., Brooklyn, N. Y., Polytechn. Inst.)

1-1001 **E. Sándor and W. A. Wooster.** *Diffuse streaks in the diffraction pattern of vanadium single crystals.* Acta cryst. **13**, 339-348, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Cryst. Lab.) Schön.

1-1002 **Isamu Nitta.** *On the orientational and rotational disorder in molecular crystals.* Kristallogr. **112**, 234-254, 1959, von Laue-Festschrift I. (9. Okt.) (Osaka, Univ., Dep. Chem.) Als Beitrag zur kristallchemischen Klassifizierung von Molekülkristallen werden die Strukturen 1-, 2-, 4- und 8-atomiger Molekülkristalle, deren erste Phase unterhalb des Schmelzpunktes eine gewisse Orientierungs- und Rotationsunordnung aufweist, im Zusammenhang mit der Größe ihrer Schmelzenthalpien und -entropien diskutiert. Es zeigt sich, daß gewisse kristallchemische Regelmäßigkeiten in bezug auf die vorherrschenden Strukturtypen kubisch-flächen- und kubisch-raum-zentrierter Anordnung zu existieren scheinen. Göhre.

1-1003 **A. Paoletti and S. J. Pickart.** *Study of rhombohedral V_2O_3 by neutron diffraction.* J. chem. Phys. **32**, 308-309, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Upton, N. Y., Brookhaven Nat. Lab.; Rome, It., Com. Naz. Ric. Nucl.) V_2O_3 wurde durch Reduktion von V_2O_5 mit H_2 hergestellt und an einer zylindrischen Pulverprobe die Neutronenbeugung untersucht. Aus dem Diagramm bei Zimmertemperatur ergibt sich ein Sauerstoff-Parameter von $30 \pm 0,01$; bei $4,2^\circ\text{K}$ und 77°K wurde eine weitere Reflexion bei $2\Theta = 12^\circ$ beobachtet.

Hinweise auf eine antiferromagnetische Spin-Anordnung unter 160° K wurden nicht gefunden, ein struktureller Übergang scheint möglich. M. Wiedemann

11-1004 **Stig Åsbrink and Arne Magnéli.** *Crystal structure studies on trititanium pentoxide Ti_3O_5 .* Acta cryst. **12**, 575-581, 1959, Nr. 8. (10. Aug.) (Stockholm, Swed., Univ. Inst. Inorg., Phys. Chem.)

11-1005 **T. R. R. McDonald.** *The electron density distribution in ammonium bifluoride.* Acta cryst. **13**, 113-124, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab. Cryst. Lab.)

11-1006 **Allan Zalkin, Donald E. Sands and Oscar H. Krikorian.** *Crystal structure of Nb_3Be_2 .* Acta cryst. **13**, 160, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Livermore, Calif., Univ., Lawrence Radiat. Lab.)

11-1007 **Harry A. Eick.** *The crystal structure and lattice parameters of some rare earth mono-seleno oxides.* Acta cryst. **13**, 161, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (East Lansing, Mich., Univ., Kedzie Chem. Lab.)

11-1008 **U. Spitsbergen.** *The crystal structures of $BaZnO_2$, $BaCoO_2$ and $BaMnO_2$.* Acta cryst. **13**, 197-198, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Leiden, Netherl., Univ., Lab. Anorg. Phys. Chem.)

11-1009 **O. G. Folberth und H. Pfister.** *Die Kristallstruktur von $ZnSAs_2$.* Acta cryst. **13**, 199-201, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Erlangen, Siemens-Schuckertw., Forschungslab.)

11-1010 **P. G. Owston, J. M. Partridge and J. M. Rowe.** *The crystal structure of a complex hydride of platinum ($Pt((C_2H_5)_3P)_2HBr$).* Acta cryst. **13**, 246-252, 1960, Nr. 3. (10. März.) (The Frythe, Welwyn, Herts, Engl., Imp. Chem. Ind., Akers Res. Lab.)

11-1011 **D. E. C. Corbridge.** *The crystal structure of sodium triphosphate, $Na_5P_3O_{10}$ phase I.* Acta cryst. **13**, 263-269, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Port Sunlight, Cheshire, Engl., Unileve, Res. Dep.)

11-1012 **A. Schuyff and J. C. Schoone.** *Unit cell and space group of aconitine hydrochloride, hydrobromide and hydroiodide.* Acta cryst. **13**, 278, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Utrecht, Netherl., Univ., Lab. Kristalchem.)

11-1013 **Ronald L. Sass.** *A neutron diffraction study on the crystal structure of sulfamic acid.* Acta cryst. **13**, 320-324, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Upton, N. Y., Brookhaven Natl. Lab., Chem. Dep.)

11-1014 **S. Geller and J. L. Durand.** *Refinement of the structure of $LiMnPO_4$.* Acta cryst. **13**, 325-331, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.)

11-1015 **F. H. Herbstein.** *Crystallographic data for potassium manganate K_2MnO_4 .* Acta cryst. **13**, 357, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Pretoria, S. Afr., Counc. Sci. Ind. Res., Natl. Phys. Res. Lab.)

11-1016 **C. A. Taylor and F. A. Underwood.** *A twinning interpretation of "superlattice" reflexions in X-ray photographs of synthetic klockmannite, $CuSe$.* Acta cryst. **13**, 361-362, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Manchester, Engl., Coll. Sci. Techno., Phys. Dep.)

11-1017 **Bibhuti Mukherjee.** *Space group and cell dimensions of a specimen of hollandite.* Acta cryst. **13**, 164-165, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Calcutta, India, Geol. Surv.)

11-1018 **E. J. W. Whittaker.** *The crystal chemistry of the amphiboles.* Acta cryst. **13**, 291-298, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Stockport, Engl., Ferodo Ltd.)

11-1019 **R. E. Newnham and Helen D. Megaw.** *The crystal structure of celsian (barium felspar).* Acta cryst. **13**, 303-312, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Cambridge, Engl., Cryst. Lab., Cavendish Lab.)

11-1020 **C. Scheringer, O. J. Wehrhahn und M. v. Stackelberg.** *Untersuchungen zur Kristallstruktur des Phenols.* Z. Elektrochem. **64**, 381-386, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (Bonn, Univ., Inst. Phys. Chem.)

Beggerow

1-1021 **B. Meuthen** und **M. v. Stackelberg**. *Röntgenographische Untersuchungen an Dimethylphenolen*. Z. Elektrochem. **64**, 386-387, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (Bonn, Univ., Inst. Phys. Chem.)

1-1022 **B. Meuthen** und **M. v. Stackelberg**. *Die Kristallstruktur des Phenolhydrates*. Z. Elektrochem. **64**, 387-390, 1960, Nr. 3. (15. Apr.) (Bonn, Univ., Inst. Phys. Chem.) Beggerow.

1-1023 **John H. Bryden**. *The crystal structure of the dipotassium salt of methylene-bis-*nitrosohydroxylamine*, $CH_2(N_2O_2K)_2$* . Acta cryst. **12**, 581-585, 1959, Nr. 8. (10. Aug.) China Lake, Calif., U. S. Naval Ordn. Test Stat., Chem. Div., Res. Dep.)

1-1024 **D. June Sutor** and **Frances R. Harper**. *The crystal structures of the dibromide and di-iodide of 5:10-dihydro-5:10-dimethyl-arsanthren*. Acta cryst. **12**, 585-589, 1959, Nr. 8. (10. Aug.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Cryst. Lab.)

1-1025 **C. Rérat**. *Structure cristalline du chlorhydrate de triméthylaminoxyde*. Acta cryst. **13**, 63-71, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Bellevue, Fr., Centre Nat. Rech. Sci., Lab. Crist. Appl.)

1-1026 **C. Rérat**. *Structure cristalline du chlorhydrate de pipéridine*. Acta cryst. **13**, 72-80, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Bellevue, Fr., Centre Nat. Rech. Sci., Lab. Crist. Appl.)

1-1027 **P. J. Wheatley**. *The crystal and molecular structure of pyrimidine*. Acta cryst. **13**, 80-85, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Zürich, Switz., Monsanto Res. S. A.)

1-1028 **James Trotter**. *A three-dimensional analysis of the crystal structure of *p*-benzoquinone*. Acta cryst. **13**, 86-95, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Coun., Div. Pure Phys.)

1-1029 **James Trotter**. *The crystal structure of 1,5-dinitronaphthalene*. Acta cryst. **13**, 96-99, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Coun., Div. Pure Phys.)

1-1030 **James Trotter**. *Crystal data for some naphthalene derivatives*. Acta cryst. **13**, 100-104, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Coun., Div. Pure Phys.)

1-1031 **Christian Hauw**. *Structure cristalline de l'éthyl 9-bromo 10-anthracène*. Acta cryst. **13**, 100-104, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Bordeaux, Fr., Fac. Sci., Lab. Min. Crist.)

1-1032 **Juanita Peterson**, **L. K. Steinrauf** and **L. H. Jensen**. *Direct determination of the structure of *L*-cystine dihydrom bromide*. Acta cryst. **13**, 104-109, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Seattle, Wash., Univ., Dep. Anatom., Biochem.)

1-1033 **Luigi Cavalea**, **Mario Nardelli** and **Giovanna Fava**. *The crystal structure of *s*-ethylenethiourea-cadmium thiocyanate*. Acta cryst. **13**, 125-130, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Parma, It., Univ., Inst. Chem., Struct. Chem. Lab.)

1-1034 **P. R. H. Alderman**, **P. G. Owston** and **J. M. Rowe**. *The crystal structure of the ethylene complex trans-[$Pt(C_2H_4)(NH(CH_3)_2)Cl_2$]*. Acta cryst. **13**, 149-155, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (The Frythe, Welwyn, Engl., Akers Res. Lab., Imp. Chem. Ind.)

1-1035 **P. G. Owston** and **J. M. Rowe**. *The crystal structure of the binuclear thiocyanate complex α -[$Pt_2(SCN)_2Cl_2(P(C_3H_7)_3)_2$]*. Acta cryst. **13**, 253-257, 1960, Nr. 3. (10. März.) (The Frythe, Welwyn, Herts, Engl., Imp. Chem. Ind., Akers Res. Lab.)

1-1036 **R. P. Ferrier** and **J. Iball**. *The structure of methyl 1:2-benzanthraquinones. Crystal data*. Acta cryst. **13**, 162-163, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Dundee, Scotl., Queen's Coll., Chem. Dep.)

1-1037 **R. P. Ferrier**, **J. Iball** and **K. J. H. Mackay**. *The unit cells and space groups of the cis- and trans-isomers of dimethyl-9:10-dihydro-anthracene-9:10-dicarboxylate*. Acta cryst. **13**, 277, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Dundee, Scotl., Queen's Coll., Chem. Dep.)

1-1038 **Raymond Gerdil**. *A preliminary crystallographic investigation of 1-phenyl-dantoin and three derivatives of uracil*. Acta cryst. **13**, 165-166, 1960, Nr. 2. (10. Febr.) (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Gates and Crellin Lab. Chem.) Schöön.

11-1039 **Raymond Gerdil and Richard E. Marsh.** *On the arrangement of the water molecules in the crystal structure of caffeine.* Acta cryst. **13**, 166-167, 1960, Nr. 2. (10. Febr. (Pasadena, Calif., Inst. Technol., Gates and Crellin Lab. Chem.)

11-1040 **V. Amirthalingam, V. M. Padmanabhan** and **Jagdish Shankar.** *The crystal structure of bis-acetylacetone beryllium.* Acta cryst. **13**, 201-204, 1960, Nr. 3. (10. März. (Bombay, India, Atom. Energy Est., Chem. Div.)

11-1041 **A. W. Hanson.** *The crystal structure of acepleiadylene.* Acta cryst. **13**, 215 bis 220, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Coun., Div. Pure Phys.)

11-1042 **Alan E. Comyns.** *The probable isomorphism of plutonium (IV) and thorium (IV) acetylacetones.* Acta cryst. **13**, 278, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Harwell, Berks., Engl., Atom. Energy Res. Est.)

11-1043 **H. Judith Milledge and L. M. Pant.** *Structures of 1:3:5-trichlorobenzene at 20° C and -183° C and of 1:3:5-tribromobenzene at 20° C.* Acta cryst. **13**, 285-290, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (London, Engl., Univ. Coll., Dhem. Dep.)

11-1044 **Michael E. Senko and David H. Templeton.** *Unit cells of choline halides and structure of choline chloride.* Acta cryst. **13**, 281-285, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Chem., Lawrence Radiat. Lab.)

11-1045 **F. Hanic and J. Michalov.** *Die Kristallstruktur von Kupfersalicylat-Tetrahydrat Cu(OH · C₆H₄ · COO)₂ · 4H₂O.* Acta cryst. **13**, 299-302, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Bratislava, Tschech., Akad. Wiss., Chem. Inst., Abt. anorg. Chem.; Nové Mesto, Tschech., Allg. Mittelschule.)

Schön.

11-1046 **Kathleen Lonsdale.** *Experimental studies of atomic vibrations in crystals and of their relationship to thermal expansion.* Z. Kristallogr. **112**, 188-212, 1959, von Laue-Festschrift I. (9. Okt.) (London, Univ. Coll.) Im Lichte der vorliegenden Theorien werden die experimentellen Ergebnisse über die Beziehungen zwischen den Wärmeausdehnungskoeffizienten von Kristallen mit Molekülgitter und der Art und Größe der Wärmeschwingungen des Kristalls ausführlich diskutiert. An Hand von Beispielen wird die Beeinträchtigung solcher Messungen durch Variation der Gitterkonstanten bei gleichen Kristallen, durch die Abhängigkeit der scheinbaren Bindungsabstände von den Atomschwingungen und der Atomparameter von Temperatur, Druck und Zeit, durch Phasenumwandlungen, Kristallgröße, Textur, Kristallbaufehler usw. aufgezeigt. Schließlich werden die mittels verschiedener Röntgenmethoden gewonnenen Kenntnisse der Kristalldynamik und ihr Zusammenhang mit den bekannten Daten der Wärmeausdehnung diskutiert, sowie die Beziehungen zwischen Wärmeschwingungen bzw. Wärmeausdehnung und Schmelztemperatur für verschiedene Kristalltypen erörtert. Göhre.

11-1047 **H. J. Harries and D. F. C. Morris.** *The lattice energies of alkaline earth fluorides.* Acta cryst. **12**, 657-659, 1959, Nr. 9. (10. Sept.) (London, Engl., Brunel Coll. Technol. Dep. Chem.) Von CaF₂, SrF₂ und BaF₂ werden die Gitterenergien berechnet unter Benutzung des BORN-MAYER-Modells, einschließlich VAN DER WAALS- und Nullpunktenergie, zu 610 bzw. 582 bzw. 550 kcal/mol bei 0° K und mit den aus dem BORN-HABER-Kreisprozeß folgenden (617 bzw. 584 bzw. 549 kcal/mol) in Übereinstimmung gefunden.

P. Brauer.

11-1048 **William C. Overton jr.** *Vibration spectra of face-centered cubic lattices.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 439-442 (Washington, D. C., U. S. Naval Res. Lab.) Unter Zugrundelegung des Zentralkraftmodells von LEIGHTON (1948) wurde das Schwingungsspektrum kubisch flächenzentrierte Gitter für elf Werte von γ/α zwischen -0,25 und +0,25 mit der Digitalrechenanlage NAREC bestimmt. Aus diesen elf Spektren soll demnächst der Verlauf der spezifischen Wärme bei tiefen Temperaturen der in diesem Gittertyp kristallisierenden Metalle gewonnen werden. Rühl.

11-1049 **D. Bijl.** *On the relation between the lattice specific heat and the frequency spectrum of solids.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958

442—443. (St. Andrews, Scotland, Univ.) Eine angenäherte Berechnung des Frequenzspektrums gelingt durch geeignete Zusammenfassung eines DEBYE-Spektrums und eines EINSTEIN-Spektrums. Dabei soll das DEBYE-Spektrum die spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen korrekt beschreiben, während die DEBYE-Sche Grenzfrequenz und die Zahl der EINSTEIN-Oszillatoren den korrekten Wert und die richtige Lage des Maximums im $C_v(T)$ -Diagramm wiedergeben müssen. (C_v = Verhältnis zwischen beobachteter spezifischer Wärme und nach der DEBYE-Schen Theorie berechneter, den experimentellen Tieftemperaturergebnissen angepaßter spezifischer Wärme.) Für elf Elemente wurden diese Näherungslösungen gewonnen. Rühl.

1-1050 **Paul H. E. Meijer.** *A group theoretical proof of Kramers' theorem.* Physica **26**, 1—65, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Washington, D. C., Cathol. Univ. Amer., Phys. Dep.) KRAMERS Theorem besagt, daß die Entartung der Energiezustände eines Ions im Kristallfeld mindestens zweifach ist, sofern das Ion eine ungerade Anzahl von Elektronen enthält. Dieses Theorem läßt sich auf gruppentheoretischer Basis beweisen. Es wird gezeigt, daß Systeme mit ungeraden Elektronenzahlen „Darstellungen zweier Art“ ergeben. Daraus läßt sich nicht nur das KRAMERSche Theorem herleiten, sondern es lassen sich auch eine Reihe von Anwendungen behandeln, die mit der „Zeitumkehr“ in Zusammenhang stehen. Martienssen.

1-1051 **Yukio Osaka.** *Polaron state at a finite temperature.* Progr. theor. Phys., Kyoto **2**, 437—446, 1959, Nr. 3. (Sept.) (Sendai, Tohoku Univ., Dep. Phys.) Die FEYNMAN-Sche Methode zur Behandlung des Polaronen-Problems bei 0° K wird erweitert auf den all endlicher Temperaturen. Die freie Energie des Polaronen-Zustandes wird mit dem Variationsprinzip behandelt. Martienssen.

1-1052 **G. Domokos and L. Malieskó.** *Investigation of concentration distribution round crystals in aqueous solutions.* Acta phys. hung. **10**, 185—193, 1959, Nr. 2. (Budapest, Polytechn. Univ., Build. Ind., Inst. Exp. Phys.) Die Konzentrationsverteilung um strachsende und sich lösende Kristalle von KBr, $CS(NH_2)_2$, $C_6H_4(COOH)_2$ und $Na_2S_2O_3$ wurde mittels eines Phasenkontrastmikroskops bestimmt. In Abhängigkeit vom Abstand wurde ein Konzentrationsminimum festgestellt. Die Messungen werden durch die Annahme einer Grenzschicht um die Kristalle mit anomal hoher Konzentration von 0—70 μ Dicke gedeutet. M. Wiedemann.

1-1053 **Z. Gyulai.** *Kristallkeimbeobachtungen in wässrigen KBr- und NaCl-Lösungen.* Acta phys. hung. **10**, 371—388, 1959, Nr. 4. (Budapest, Techn. Univ. Bauind. Verkehrsw., Inst. Exp.) Die Unterkühlung von KBr-Lösungen, die 20° erreichen kann, wurde untersucht. Es können feine nadelförmige sowie blättchenförmige und bei kleiner Überkühlung auch spiralförmige Kristalle erzielt werden. Bei der Abkühlung kann durch starkes Schütteln oder Rühren eine lawinenartige Kristallbildung erreicht werden, was darauf hinweist, daß in der Lösung sich strukturelle Zusammenhänge über größere Strecken erstrecken. Es sind eine Reihe von Aufnahmen wiedergegeben. M. Wiedemann.

1-1054 **W. Borchardt-Ott und W. Kleber.** *Über das Whisker-Wachstum anorganischer Salzkristalle.* Z. phys. Chem. **211**, 79—92, 1959, Nr. 1/2. (Juni.) (Berlin, Humboldt-Univ., Min.-Petrogr. Inst.)

1-1055 **L. G. van Uitert and R. G. Treuting.** *Growth and crystal symmetry of metal zelate salt crystals.* J. chem. Phys. **32**, 322—324, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Schön.

1-1056 **R. M. Barrer, J. W. Baynham, F. W. Bultitude and W. M. Meier.** *Hydrothermal chemistry of the silicates. VIII. Low temperature crystal growth of aluminosilicates and of some gallium and germanium analogues.* J. chem. Soc. 1959, S. 195—208, Jan. (London, Eng. Coll.) Rühl.

1-1057 **Masao Atoji and R. E. Rundle.** *Neutron diffraction study on sodium tungsten oxides Na_xWO_3 ($x = 0,9 \sim 0,6$).* J. chem. Phys. **32**, 627—628, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ames, I., Univ., Inst. Atom. Res., Dep. Chem.) Durch elektrolytische Reduktion einer

Na_2WO_4 — WO_3 -Schmelze wurden sogenannte Natrium-Wolfram-Bronzen, Natrium-metawolframat, Na_xWO_3 mit x zwischen 0,86 und 0,56 hergestellt. An Einkristallen wurden Neutronenbeugungsmessungen durchgeführt. Sie bestätigten die optisch festgestellte Zwillingsbildung. Die a-a- und a-c-Zwillingsdomänen von etwa 10μ linearer Ausdehnung sind so verteilt, daß der Kristall im ganzen isometrisch wirkt, wenngleich die einzelnen Domänen doppelbrechend sind.

M. Wiedemann.

11-1058 **M. A. Jaswon and D. B. Dove.** *The crystallography of deformation twinning.* Acta cryst. **13**, 232—240, 1960, Nr. 3. (10. März.) (London, Engl., Imp. Coll., Dep. Math.)

11-1059 **V. D. Scott.** *Twinning caused by abrasion on single crystals of beryllium.* Acta cryst. **13**, 313—319, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (London, Engl., Imp. Coll., Appl. Phys., Chem. Surf. Lab., Chem. Engng. Dep.) Schöñ.

11-1060 **G. W. Sears and R. C. DeVries.** *Nucleation of alumina at high supersaturations and subsequent recrystallization.* J. chem. Phys. **32**, 93—95, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Res. Lab.) Ein Al_2O_3 -Stab wurde im Wasserstoffstrom auf $1800—2000^\circ\text{C}$ elektrisch geheizt. Im heißen Bereich trat Reduktion zu einem niedrigeren Oxyd ein, im kalten Bereich kam es zur erneuten Bildung von Al_2O_3 . Die Keimbildung auf einer vollkommenen Unterlage (Sapphir) wurde bei hohen Übersättigungen untersucht. Der Radius ist größer als der Wert nach der klassischen Theorie. Die polykristallinen Niederschläge rekristallisieren nachher vollkommen. Hierauf kann die Theorie des Kristallwachstums angewandt werden.

M. Wiedemann.

11-1061 **D. Hull and H. M. Rosenberg.** *Microscopy at liquid helium temperatures: phase transition in sodium.* Phys. Rev. Letters **2**, 205—206, 1959, Nr. 5. (1. März.) (Harwell, Berksh., Engl., Atom. Energy Res. Est., Metallurg. Div.; Oxford, Engl., Clarendon Lab.) Die Oberfläche einer in einem speziellen Kryostaten befindlichen Natriumprobe wird bei ca. 6°K lichtmikroskopisch untersucht. Es kann direkt beobachtet werden, daß bei dieser Temperatur der größte Teil der Oberfläche bereits mit Martensitkristallen, die wegen der mit der Umwandlung verbundenen Volumenänderung sehr gut sichtbar sind, bedeckt ist. Unter gewissen Annahmen bezüglich der Umwandlungsrate an der Oberfläche und im Inneren der Probe wird geschlossen, daß bei 20°K bereits rund 45% der Substanz umgewandelt sind und bei weiterer Abkühlung keine nennenswerten Änderungen der Zusammensetzung mehr stattfinden. Die Ergebnisse stehen im Einklang mit Resultaten, die von DUGDALE und GUGAN (1958) durch Widerstandsmessungen gewonnen wurden.

Rühl.

11-1062 **J. Teltow.** *Das Zustandsdiagramm $\text{CuCl}-\text{CuBr}$ und die Dimorphie des festen CuCl .* Z. phys. Chem. **211**, 241—244, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Berlin, Akad. Wiss., Inst. Kristallphys.) Schöñ.

11-1063 **Maelyn McCarty jr. and G. Wilse Robinson.** *Environmental perturbations on foreign atoms and molecules in solid argon, krypton and xenon.* Mol. Phys. **2**, 415—430, 1959, Nr. 4. (Okt.) (Baltimore, Maryland, Johns Hopkins Univ., Dep. Chem.) Für Fremdbeilchen (Atome, Moleküle, Radikale), die im Kristallgitter eingebaut sind, werden die Störungen theoretisch untersucht, die für die Verschiebungen in den Elektronen- bzw. Schwingungsspektren verantwortlich gemacht werden können. Gezeigt wird, daß die LONDONsche Theorie in bestimmten Fällen eine brauchbare Näherung für die Dispersionsenergie zwischen angeregten Fremdbeilchen und den Edelgasatomen liefert. Die experimentell bei $4,2^\circ\text{K}$ ermittelten Verschiebungen in den Absorptionsspektren von Hg , NH und C_2 auf Gitterplätzen in Edelgaskristallen werden mit Hilfe von LENNARD-JONESSchen (6—12)- bzw. (6—8—12)-Potentialen zwischen den Fremdbeilchen und den Edelgasatomen erklärt. Eine Menge weiterer Besonderheiten, die z. B. bei freien NH_2 -Radikalen, oder bei Anwesenheit von Na in A auftreten, ist näher besprochen. Rühl.

11-1064 **J. Eckstein, M. Holas, J. Jindra, A. Uchytilová and Z. Wachtl.** *On the yellow colouring of lithium fluoride crystals.* Czech. J. Phys. (B) **10**, 247—254, 1960, Nr. 3. (Tunov, Mineral Res. Inst.) Die Arbeit behandelt die Ursachen und die Möglichkeiten zu

Vermeidung der Gelbfärbung von LiF-Kristallen. Zur Untersuchung des Einflusses von Schwermetallen werden der Schmelze beim Ziehen von LiF-Kristallen Zusätze von Co, Mn, Fe, Cr, Ni, Pt und Cu beigegeben. Eine besonders deutliche Verfärbung zeigt sich bei Mn. Eine selektive Absorptionsbande bei $2,8 \mu$ erweist sich unabhängig von der Gelbfärbung. Beim Kristallziehen im Vakuum verdampfen die verfärbenden Zusätze, beim Ziehen an Luft ist ein längeres Stehenlassen der Schmelze erforderlich, um die Verfärbung der Kristalle zum Verschwinden zu bringen (bei 1 kg Schmelzgut 36 h bei 100°C oberhalb des Schmelzpunktes). Als günstig erweist sich für die Reinigung ein Durchströmen der Schmelze mit trockenem Stickstoff. Das Ausgangsmaterial wird durch Fällung von LiCl mit HF und vorherige Reinigung des LiCl mit Cupral und Dithizon gewonnen.

Martienssen.

11–1065 B. Šesták. *The distribution of dislocations in silicon iron single-crystals grown from the melt.* Czech. J. Phys. (B) **10**, 91–103, 1960, Nr. 2. (Prague, Acad. Sci., Inst. Phys.) Die Verteilung von Versetzungen in einem Fe-Si-Einkristall mit 4,2% Si wurde mikroskopisch und röntgenographisch untersucht. Es ergab sich eine sehr ungleiche Verteilung der Versetzungen im Kristall. Die überwiegende Anzahl der Versetzungen bildet Grenzen von Kristallbereichen, deren mittlere Größe zwischen 0,55 und 0,91 mm liegt, und an diesen Grenzen erfolgt eine Änderung der kristallographischen Orientierung. Die Gesamtdichte der Versetzungen nimmt in Richtung des Kristallwachstums ab. Die Dichte beträgt in einem Abstand von 20 mm vom Kristallanfang $3,01 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$, in einem Abstand von 45 mm $0,53 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$.

A. Hoffmann.

11–1066 J. Ferguson. *Crystal spectra of metal coordination compounds. I. Tetrahedral cobalt(II).* J. chem. Phys. **32**, 528–532, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Melbourne, Austr., C. S. I. R. O. Chem. Res. Lab., Div. Chem. Phys.) Mittels eines Reflexionsmikroskops in Verbindung mit einem Spektrographen oder einem Spektrophotometer wurden die Absorptionsspektren einer Reihe von Verbindungen des Co(II) im polarisierten Licht aufgenommen. Stets waren die Liganden tetraedrisch angeordnet. Es handelt sich um: Cs_3CoCl_5 , Cobalt-di-p-Toluidin-Chlorid, Cobalt-Dipyridin-Dibromid und Cobalt-Dipyridin-Dijodid. Die beiden stärksten Absorptionen ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_1(\text{F})$ bei 5500 cm^{-1} und ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_1(\text{P})$ bei 16000 cm^{-1} werden durch verringerte Symmetrie des Ligandenfelds in verschieden starkem Grade beeinflußt. Die Spektren werden ferner, außer bei Cs_3CoCl_5 , durch Wechselwirkung zwischen den einzelnen Komplexen verändert.

M. Wiedemann.

11–1067 J. Ferguson. *Crystal spectra of metal coordination compounds. II. Violet form of CoPy_2Cl_2 and $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$.* J. chem. Phys. **32**, 533–537, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Melbourne, Austr., C. S. I. R. Chem. Res. Lab., Div. Chem. Phys.) Nach den tetraedrischen Co(II)-Komplexen wurden zwei mit Oktaeder-Anordnung untersucht: Cobalt-Dipyridin-Dichlorid, das violett ist, und $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. Die Kristallstruktur wird diskutiert. Die Spektren im sichtbaren Bereich wurden im polarisierten Licht untersucht. Die Struktur des CoPy_2Cl_2 kann durch einzelne Komplexe ohne Wechselwirkung gedeutet werden. Das elektrische Feld beim Metallion hat die Symmetrie der Liganden und der Effekt der übernächsten Nachbarn kann vernachlässigt werden. Bei dem Hydrat muß dagegen die Interkomplex-Wechselwirkung beachtet werden. Das elektrische Feld am Metallion ist von geringerer Symmetrie als das der Liganden.

M. Wiedemann.

11–1068 C. Ancenot et L. Couture. *Étude optique à basse température des aluns de chrome et de potassium magnétiquement dilués.* J. Phys. Radium **21**, 47–53, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Bellevue, C. N. R. S., Lab. Aimé Cotton.) Durch langsames Eindampfen der neutralen Lösungen wurden Einkristalle aus Kalium-Chrom-Alaun gewonnen, bei denen ein Teil der Cr^{3+} -Ionen durch Al^{3+} -Ionen ersetzt war. Es wurden Proben mit 3,5–7 mm Dicke geschnitten und bis zu 20°K abgekühlt. Die optischen Eigenschaften wurden durch Beobachtung der Proben zwischen gekreuzten Polaroïden und durch Aufnahme der Absorptionsspektren bei etwa 6700 \AA untersucht. Die Kristalle durchlaufen eine Phasentransformation. Werden sie langsam abgekühlt, so erhält man je nach dem Verdünnungsverhältnis ($n = \text{Al}^{3+}/\text{Cr}^{3+}$ zwischen $\leq 0,3$ und $\geq 1,4$) einsichtlich optischer Eigenschaften und Kristallographie drei verschiedene Typen. Bei raschem Abkühlen erhält

man einen von diesen Typen verschiedenen metastabilen Zustand, der der bei höherer Temperatur stabilen Struktur entspricht. M. Wiedemann.

11-1069 M. S. Borodin und A. F. Lubtschenko. *Der Einfluß der Temperatur auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Kristallen mit Hilfe von Exzitonen.* Opt. i Spektrosk. **7**, 83–88, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Die den Brechungsexponenten und den Absorptionskoeffizienten bestimmenden Gleichungen werden für den Fall schwacher Koppelung der Exzitonenanregung mit den Gitterschwingungen diskutiert. Mit zunehmender Temperatur zeigt sich eine Tendenz zum Übergang in die bekannten Gleichungen der klassischen Kristalloptik. Bei Zunahme der effektiven Exzitonenmasse, sowie bei Verstärkung der Exziton-Photon-Wechselwirkung wird diese Tendenz größer. Die Berechnung von Dispersionskurven nach der KRAMERS-KRONIGSchen Formel und ein Vergleich mit den experimentell ermittelten Kurven werden durchgeführt.

v. Keussler.

11-1070 M. S. Brodin und A. F. Prichodjko. *Der Einfluß der Dicke der Anthracenkristalle auf ihre Absorptionskurven bei einer Temperatur von 20° K.* Opt. i Spektrosk. **7**, 132–133, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Bei der Untersuchung von etwa zwanzig Kristallen von 0,15 bis 0,40 μ Dicke sind starke Abweichungen vom LAMBERT-BURGERSchen Gesetz festgestellt worden.

v. Keussler.

11-1071 M. S. Brodin und S. I. Pekar. *Zum experimentellen Nachweis der Existenz zusätzlicher anomaler Lichtwellen in einem Kristall im Gebiet der Exzitonen-Absorption.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 74–81, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Wie früher gezeigt (Ber. **38**, 1944, 2142, 1959 u. J. exp. theor. Phys. **34**, 1176, 1958) kann eine aus dem Vakuum in einen Kristall einfallende monochromatische Welle aus dem Exzitonen-Absorptionsgebiet mehrere Wellen (meistens zwei) erregen, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten ausbreiten. Diese Wellen haben die gleiche Polarisation, bilden also keinen Fall von Doppelbrechung. Eine davon ähnelt der Lichtwelle der üblichen Kristalloptik, die übrigen sind anomal; ihre Amplituden gehen gegen Null, wenn man im Spektrum aus der Exzitonen-Absorption zum Roten oder Violett hinausgeht. Günstig für das Auftreten der anomalen Wellen sind tiefe Temperaturen. Zu den bisher von REKAR angegebenen experimentellen Nachweismethoden wird eine neue vorgeschlagen, bei der man vorhandene Meßdaten zur Bestimmung der Parameter der beiden Wellen ausnutzen kann. Die Methode beruht auf der Abhängigkeit der Lichtintensität, die durch eine planparallele Kristallplatte geht, von deren Dicke. Infolge der Interferenz der an beiden Oberflächen mehrfach reflektierten Wellen ist diese Abhängigkeit nicht einfach exponentiell. Es werden jedoch Fälle mit starker Absorption betrachtet, wo dieser Effekt vernachlässigt werden kann, die anomalen Wellen aber trotzdem eine komplizierte Dickenabhängigkeit bedingen. BRODIN und PRICHOTKO (vorst. Ref.) beobachteten dies an einem Anthracen-Einkristall bei 20° K). Die Abweichungen vom LAMBERT-BURGERSchen Gesetz lassen sich vollständig durch die theoretisch begründete Annahme zweier in gleicher Weise polarisierter Wellen mit verschiedenen Brechungs- und Absorptionskoeffizienten verstehen.

Vogel.

11-1072 Yutaka Toyozawa. *A proposed model for the explanation of the Urbach rule.* Progr. theor. Phys., Kyoto **22**, 455–457, 1959, Nr. 3. (Sept.) (Kyoto, Univ., Res. Inst. Fundam. Phys.) Die „URBACHSche Regel“ besagt, daß die Absorptionskonstante K an der langwelligen Kante der Eigenabsorption vieler Nichtmetalle eine exponentielle Frequenz- und Temperaturabhängigkeit besitzt $K(\nu, T) \sim \exp(-\sigma(h\nu_0 - h\nu)/kT)$. In Fortführung eines Vorschlages von DEXTER wird diese Regel mit Hilfe des Deformationspotentials gedeutet. Es erweist sich als notwendig, bei der Energieabhängigkeit des angeregten Zustandes von der Deformation nicht nur ein lineares Glied, sondern auch ein quadratisches Glied zu berücksichtigen. Der quadratische Term bestimmt den langwelligen Ausläufer der Absorption, während der lineare Term notwendig ist, um die Halbwertsbreite der Absorption zu erklären. Zur Beschreibung der obigen Frequenzabhängigkeit ist es notwendig, anzunehmen, daß für das Entstehen des Absorptionsauslängers ein anderer Zweig der Gitterschwingungen verantwortlich ist, als für die Verbreiterung der Absorption in der Nähe ihres Maximums.

Martienssen.

11-1073 **A. W. Lawson, Stuart A. Rice, Roger D. Corneliusen and Norman H. Nachtried.** *On the dynamical theory of diffusion in crystals. III. Some model calculations and relation to continuum theory.* J. chem. Phys. **32**, 447—455, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Study Met.) Auf Grund eines dynamischen Modells für die Lückendiffusion in Kristallen war eine Formel für den Diffusionskoeffizienten abgeleitet worden. Dabei war angenommen worden, daß die Bewegung eines Atoms entlang der Verbindungsstrecke zwischen Gitterplatz und benachbarter Lücke die Superposition vieler Normalbewegungen darstellt. Die einzelnen Glieder der Formel werden nun analysiert und Näherungsmethoden der numerischen Berechnung entwickelt. Es ergibt sich folgendes: Die Sprungfrequenz ist unempfindlich gegenüber den durch die Lücke erzeugten Normalmodifikationen. Es besteht eine beträchtliche Relaxation um eine Lücke. Das Bildungsvolumen einer Lücke ist dem Molvolumen proportional $V = V/(\gamma_0 - 1)$ mit γ_0 GRÜNEISEN-Konstante. Die Massenabhängigkeit wird diskutiert.

M. Wiedemann.

11-1074 **Joseph Ford.** *Density of electronic energy levels for a one-dimensional liquid.* J. chem. Phys. **30**, 1546—1551, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Niagara Falls, N. Y., Un. Carbide Corp., Electro Metallurg. Co., Met. Res. Lab.) Als Vorstufe einer dreidimensionalen Rechnung wird die Dichte von 1-Elektronen-Energiestufen für eine eindimensionale Anordnung von Kastenpotentialen berechnet. Deren willkürliche Lagekoordinaten sollen einer GAUSSSchen Verteilung gehorchen und dienen als Variable. Die Matrixelemente des HAMILTON-Operators werden in der Näherung der starken Bindung berechnet und die MONTROLL-Momenten-Spur-Methode wird angewandt zur Berechnung der ersten sechs Momente der Zustandsdichtekurve. Die Kurve selbst wird mittels Entwicklungen nach HERMITESchen und LEGENDRESchen Polynomen berechnet.

Zehler.

11-1075 **J. M. H. Levelt and R. P. Hurst.** *Quantum mechanical cell model of the liquid state. I.* J. chem. Phys. **32**, 96—104, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Madison, Wisc., Univ., Theor. Chem. Lab.) Die Zellentheorie des flüssigen Zustands wird exakt quantenmechanisch behandelt. Zunächst wird die SCHRÖDINGER-Gleichung für die Bewegung eines Teilchens in einem sphärischen Potentialfeld gelöst. Dann werden aus den Energieniveaus in der Zelle die Verteilungsfunktion und die makroskopischen thermodynamischen Eigenschaften, so der Druck, abgeleitet. Die Theorie wird auf H_2 und D_2 bei Dichten nahe der des Kristalls bei $0^\circ K$ angewandt. Die Ergebnisse werden mit den klassischen verglichen. Nach der Quantenbehandlung sollten sich Energie, Entropie und spezifische Wärme auch noch bei relativ hohen Temperaturen, bis zu $-150^\circ C$, bei H_2 und D_2 unterscheiden.

M. Wiedemann.

11-1076 **George W. Brady and W. J. Romanow.** *Structure of water.* J. chem. Phys. **32**, 306, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. Lab.) Die radiale Verteilungskurve für Wasser wurde bei $28,0^\circ C$ aufgenommen. Vf. fanden ein Maximum bei $2,92 \text{ \AA}$, das sie auf 4,6 nächste Nachbarn zurückführen. Ihre Daten und Schlüssefolgerungen sind im Einklang mit denen von MORGAN und WARREN. Die Messungen wurden bis $s = 10$ $s = 4 \pi/\lambda \sin \Theta$ durchgeführt.

M. Wiedemann.

11-1077 **John S. Dahler and Joseph O. Hirschfelder.** *"Improved" free-volume theory of liquids. II.* J. chem. Phys. **32**, 330—349, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Wright-Patterson Air Force Base, O., Aeron. Res. Lab.; Madison, Wisc., Univ., Theor. Chem. Lab.) Die nichtlineare Gleichung von KIRKWOOD zur Bestimmung des optimalen freien Volumens einer Flüssigkeit wird iterativ integriert. Die Zellverteilungsfunktion wird sphärisch symmetrisch angenommen, das Potential als paarweise additiv und für die Wechselwirkung zwischen zwei Molekülen das 12-6-Potential nach LENNARD-JONES. Die Frage, ob Löcher berücksichtigt werden sollen, wird erörtert. Die Zustandsgleichung für Flüssigkeiten weicht stark von den experimentellen Befunden und anderen theoretischen Ermittlungen ab. Die innere Konfigurationsenergie und die Konfigurationsentropie sowie die Kompressibilität sind tabelliert. Die erstere stimmt gut, die letztere schlecht mit experimentellen Befunden überein. Nach den sich ergehenden Isothermen erstreckt sich die kristalline Phase in einen metastabilen Bereich geringer Dichte, die Schnellentropie fehlt.

M. Wiedemann.

11-1078 Robert A. Harris and Stuart A. Rice. *Kinetic theory of moderately dense rigid sphere fluids. III. The formulation and solution of the transport equation for binary mixtures.* J. chem. Phys. **32**, 538-547, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Chicago, Ill., Univ., Inst. Study Met., Dep. Chem.) Die Theorie der Flüssigkeit mäßiger Dichte bestehend aus starren Kugeln wurde auf Mischungen ausgedehnt. Aus der LIOUVILLE-Gleichung wurde durch Glättung über die Zeit eine BOLTZMANN-Gleichung erhalten, die nicht numerisch gelöst, sondern durch mehrere Integrale ausgedrückt wird. Die Entropie-Produktion wird durch Störung der Verteilungsfunktion ausgedrückt. Für Mischungen, wo sämtliche Kugeln gleichen Durchmesser besitzen, wird das erste und wichtigste Glied der Diffusionskoeffizienten ermittelt: $D = D^0/g_0^{(2)}(\sigma)$ wo D^0 der Diffusionskoeffizient im verdünnten Gasen und der Nenner die Paar-Korrelationsfunktion ist. Eine ähnliche Beziehung gilt für die Wärmeleitfähigkeit und die Scherviskosität einer aus harten Kugeln bestehenden und nur eine Komponente enthaltenden Flüssigkeit.

M. Wiedemann.

11-1079 B. N. Brockhouse and N. K. Pope. *Time-dependent pair correlations in liquid lead.* Phys. Rev. Letters **3**, 259-262, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Chalk, River, Ont., Can., Atomic Energy Can., Phys. Div.) Nach VAN HOVE können die atomaren Bewegungen in Flüssigkeiten in Termen einer zeitabhängigen Paar-Korrelationsfunktion $G(r, t)$ studiert werden, die man durch FOURIER-Transformation von Neutronenstreumessungen über Energie und Impuls erhält. In der vorliegenden Arbeit wird $G(r, t)$ bzw. hier $G(r, t)$ an flüssigem Pb ($T = 620^\circ\text{K}$) experimentell bestimmt und für $t = 0, 2, 6$ und $20 \cdot 10^{-13}\text{ sec}$ angegeben. Dazu wurden etwa 50 Energieverteilungen monoenergetischer Neutronen nach Streuung an flüssigem Pb gemessen.

Zehler.

11-1080 J. L. Baum, D. F. Brewer, J. G. Daunt and D. O. Edwards. *Measurements of the melting curve of pure He^3 below minimum.* Phys. Rev. Letters **3**, 127-128, 1959, Nr. 3. (1. Aug.) (Columbus, O., Univ., Dep. Phys. Astr.) Im Temperaturbereich zwischen 0,12 und $0,7^\circ\text{K}$ wurde die Schmelzkurve von reinem He^3 durch Druck-Temperatur-Messungen bestimmt. Oberhalb $0,32^\circ\text{K}$ ergibt sich gute Übereinstimmung mit Daten, die von WEINSTOCK, ABRAHAM und OSBORN (1952) gefunden wurden. Bei tieferen Temperaturen steigt die $p(T)$ -Kurve wieder an. Das Minimum liegt bei ca. $0,32^\circ\text{K}$ und 29,3 at.

Rühl.

11-1081 B. K. Agarwal. *On the thickness of helium films.* Proc. phys. Soc. Lond. **74**, 217-218, 1959, Nr. 2 (Nr. 476). (Aug.) (Allahabad, India, Univ., Phys. Dep.) Zwei einfache empirische Beziehungen werden angegeben, die mit ausreichender Genauigkeit die Abhängigkeit von der Höhe über dem Flüssigkeitsspiegel beschreiben.

Rühl.

11-1082 R. W. Whitworth. *Experiments on the flow of heat in liquid helium below $0,7^\circ\text{K}$.* Proc. roy. Soc. (A) **246**, 390-405, 1958, Nr. 1246. (19. Aug.) (Univ. Cambridge, Roy. Soc. Mond. Lab.) Der Wärmetransport in He^4 wird im Temperaturbereich 0,25 bis $0,7^\circ\text{K}$ untersucht. Die He-Flüssigkeit befindet sich in Röhren verschiedenen Materials und verschiedener Oberflächenbehandlung. Der Innendurchmesser d der Röhren beträgt dabei zwischen 0,5 und 10 mm. Die Temperaturdifferenzen werden besonders bei Verwendung der engen Kapillaren mit Ge-Widerstandsthermometer gemessen. Ihre Anwendbarkeit unter 1°K wird besonders besprochen. Eine Diskussion der Meßergebnisse erfolgt mit Hilfe folgender Modellvorstellung: Der Wärmetransport geschieht durch Phononen, die als ideales Gas aufgefaßt werden können. Die mittlere freie Weglänge λ des Phononengases ist temperaturabhängig und größer oder kleiner, als der Kapillardurchmesser. Ist $\lambda \gg d$, wird der Energietransport durch Streuung der Phononen an den Wänden bestimmt. Hierbei spielt die Oberflächenbeschaffenheit eine wesentliche Rolle. Mit zunehmendem Rohrdurchmesser wächst die Wärmeleitfähigkeit, wenn für $\lambda < d$ der Einfluß der Wandstreuung zurücktritt. Dabei wird eine Art Viskosität für die Phononen beobachtet. Aus der kinetischen Gastheorie kann die Temperaturabhängigkeit der mittleren freien Weglänge für den viskosen Fall abgeleitet und die empirische Beziehung $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-3} \cdot T^{-4,3} \text{ (cm)}$ gewonnen werden. Im Gegensatz dazu stehen die Berechnungen von LANDAU und KHALATNIKOV (1949) mit $\lambda \propto T^{-9}$.

Rühl.

11-1083 **R. W. Whitworth.** *Some experiments on the flow of heat in liquid helium below 9,6° K.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc., 1958, S. 33–35. (Cambridge, Univ., Royal Soc. Mond Lab.) In Röhren mit einem Durchmesser zwischen 0,5 und 10 mm wird die Wärmeleitfähigkeit von flüssigem Helium in Richtung der Rohrachse bei Temperaturen zwischen 0,25 und 0,6° K gemessen. Unter Beachtung etwaiger Einflüsse der Wärmestromdichte und der Oberflächenrauhigkeit der Rohre kann aus den Ergebnissen die mittlere freie Weglänge λ der Phononen berechnet werden. Ihre Temperaturabhängigkeit folgt der Beziehung $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-3} \cdot T^{-4,3} \text{ cm}$, gegenüber der theoretischen Voraussage von LANDAU und KHALATNIKOV (1949) mit Proportionalität zu T^{-9} .
Rühl.

11-1084 **S. G. Brush.** *The transition temperature in liquid helium II.* Proc. roy. Soc. A) 247, 225–236, 1958, Nr. 1249. (16. Sept.) (Univ. Oxford, Math. Inst.) Die Theorie von FEYNMAN (1953) und KIKUCHI (1954) wird weiterentwickelt und daraus die Abhängigkeit des λ -Punktes vom Druck hergeleitet. Eine Anwendung auf Mischungen $\text{He}^4\text{-He}^3$ oder $\text{He}^4\text{-He}^6$ ist möglich.
Rühl.

11-1085 **C. E. Chase.** *Propagation of ordinary sound in liquid helium near the λ -point.* Phys. Fluids 1, 193–200, 1958, Nr. 3. (Mai/Juni.) (Lexington, Mass. Inst. Technol., Lincoln Lab.) Geschwindigkeit und Dämpfung von Schallwellen wurden in der Nähe des λ -Punktes für eine Frequenz von 1 MHz gemessen. Das Geschwindigkeitsminimum liegt ca. $2 \cdot 10^{-4} \text{ K}$, das Maximum der Dämpfung etwa $8 \cdot 10^{-5} \text{ K}$ unterhalb der λ -Temperatur. Das Verhalten ist typisch für einen Relaxationsprozeß, wobei die zugehörige Relaxationszeit in der Nähe von T_λ stark temperaturabhängig ist. Unterhalb von T_λ kann die Relaxationszeit durch die Beziehung $\tau = 8,8 \cdot 10^{-12} \cdot (T_\lambda - T)^{-1}$ angenähert werden. Die Ergebnisse sind mit bestehenden Theorien verglichen.
Rühl.

11-1086 **E. Maxwell, C. E. Chase and W. E. Millett.** *Dielectric constant of liquid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 53–56. (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten von flüssigem He^4 im Temperaturbereich 1,4 bis 4,2° K wird die Kapazität eines ins Heliumbad getauchten Plattenkondensators mit sehr hoher Genauigkeit bei einer Frequenz von 100 kHz gemessen. Aus den Resultaten berechnen Vff. den thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Flüssigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur und vergleichen die gewonnenen Ergebnisse mit aus Dichtemessungen von KERR berechneten Daten. Die Resultate sprechen dafür, daß auf flüssiges Helium die CLAUSIUS-MOSOTTISCHE Gleichung zur Berechnung des Ausdehnungskoeffizienten aus der Dielektrizitätskonstanten unter Konstanthaltung der Polarisierbarkeit angewandt werden darf.
Rühl.

11-1087 **C. E. Chase.** *The velocity of ordinary sound in liquid helium in the vicinity of the λ -point.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 73–76. (Lexington, Mass., Inst. Technol., Lincoln Lab.) Mit verbesserter Technik wird die Schallgeschwindigkeit in flüssigem Helium besonders in unmittelbarer Nähe des λ -Punktes mit einer relativen Unsicherheit von $\pm 0,005\%$ für die Frequenz (894898 ± 2) Hz gemessen. Danach liegt das scharfe Minimum der Ausbreitungsgeschwindigkeit etwas unterhalb des λ -Punktes und fällt nicht mit dem Absorptionsmaximum zusammen. Diese Ergebnisse stimmen mit der Theorie von LANDAU und KHALATNIKOV (1954), die das Vorhandensein einer Relaxationszeit für die Einstellung des Gleichgewichts zwischen normal- und Supraflüssigkeit in der Nähe des λ -Punktes voraussetzt, überein.
Rühl.

11-1088 **A. J. Dessler.** *Interactions between first and second sound in liquid helium.* Phys. Fluids 2, 5–7, 1959, Nr. 1. (Jan./Febr.) (Palo Alto, Calif., Lockheed Aircraft Corp., Mississ. Syst. Div.) Theoretische Betrachtung der Reflexion einer „second sound“-Welle einer Amplitude an einer Wellenfront normalen Schalles mit hoher Amplitude.
Rühl.

11-1089 **E. R. Grilly and R. L. Mills.** *Melting properties of He^3 and He^4 up to 3500 kg/cm^2 .* Ann. Phys., N. Y. 8, 1–23, 1959, Nr. 1. (Sept.) (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci.

Lab.) Für beide Heliumisotope wird die Änderung des Volumens beim Schmelzen, das Molvolumen der Flüssigkeit entlang der Schmelzkurve zwischen 1,3 und 31°K und bei Drucken bis zu 3500 at gemessen. Rühl.

11-1090 K. M. Eisele and A. C. Hollis Hallett. *The viscosity of liquid helium at frequencies of 11,8 and 35,5 kc./sec.* Canad. J. Phys. **36**, 25—34, 1958, Nr. 1. (Jan.) (Toronto, Univ., Dep. Phys.) Ein Vollzylinder aus Dural wird zu Eigenschwingungen angeregt (11,8 kHz) und der exponentielle Abfall der Schwingungsamplitude bestimmt. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen von Versuchen, bei denen sich das Pendel entweder im flüssigen Helium oder im Vakuum befand, gibt den direkten Einfluß der Flüssigkeit. Aus dem logarithmischen Dekrement wird die Viskosität von He I und He II im Temperaturbereich 1,1 bis 4,2°K berechnet. Es kann gezeigt werden, daß bei diesen Experimenten nur eine Flüssigkeitsschicht von etwa $5 \cdot 10^{-5}$ cm Dicke in unmittelbarer Umgebung der Zylinderoberfläche von den Schwingungen beeinflußt wird. Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit Messungen, die mit Hilfe einer schwingenden Scheibe (6 s Schwingungsdauer) von DASH und TAYLOR (1957) gewonnen wurden. Rühl.

11-1091 J. P. Hobson. *First adsorbed layer of helium at 4,2°K.* Canad. J. Phys. **37**, 300—312, 1959, Nr. 3. (März.) (Ottawa, Nat. Res. Coun., Radio Elect. Engng Div., Electron Phys. Group.) Gemessen wurde die Adsorptionsisotherme von He an Pyrexglas (Corning 7740) bei 4,2°K und Drucken zwischen 10^{-4} und 10^{-12} Torr. Rühl.

11-1092 Karl-Erik Larsson and Kare Otnes. *A study of the temperature dependence of the elementary excitations in helium II by the use of cold neutrons.* Ark. Fys. **15**, 49—63, 1959, Nr. 1. (Stockholm, AB Atomenergi, Dep. Phys.) Unabhängig von den Arbeiten von YARNELL, ARNOLD, BENDT und KERR (1958) wurde am Stockholmer Reaktor ebenfalls die Temperaturabhängigkeit (1,44 bis 2,37°K) der Dispersionskurve der Exzitonenanregungen in He II untersucht. Die Ergebnisse stimmen recht gut mit den von den amerikanischen Autoren angegebenen Befunden überein. Rühl.

11-1093 F. Haenssler et L. Rinderer. *Transfert de chaleur dans l'hélium superfluide.* Helv. phys. Acta **32**, 322—325, 1959, Nr. 4. (S. B.) (Lausanne, Univ., Lab. Phys.) Der Wärmeübergang zwischen einem Pt-Draht mit 15μ Durchmesser und flüssigem He II wird bei 1,4°K untersucht. Nach Überschreitung einer Wärmestromdichte von etwa 10^5 W/m² überzieht sich der Draht mit einer Dampfhaut, wodurch der direkte Wärmeübergang zwischen Probekörper und Flüssigkeit unterbrochen wird und die Wärmeübergangszahl um etwa den Faktor 100 abnimmt. Mit zunehmender Temperaturdifferenz zwischen superfluidem He und Pt-Draht erhöht sich die Dicke der Dampfhaut. Bei einer Differenz von 500 grd beträgt sie z. B. ca. 0,3 mm, entsprechend dem enorm hohen Temperaturgradienten von $1,5 \cdot 10^3$ grd/mm. Rühl.

11-1094 R. de Bruyn Ouboter, J. J. M. Beenakker and K. W. Taconis. *A calculation of the thermodynamic properties of ^3He - ^4He solutions.* Physica **25**, 1162—1176, 1959, Nr. 11. (Nov.) (Leiden, Nederl., Kamerlingh Onnes Lab.) Vff. analysieren die Dampfdruckmessungen von ESEL'SON und BEREZNIAK (1956) und ROBERTS und SYDORIAK (1958) und berechnen daraus die Abweichungen des chemischen Potentials vom Verhalten einer idealen Lösung in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis für den Temperaturbereich 0,6 bis 2°K. Rühl.

11-1095 O. V. Lounasmaa and E. Kojo. *The specific heat C_v of liquid helium near the λ -curve at various densities.* Ann. Acad. Sci. fenn. Ser. A, VI. (Phys.) 1959, Nr. 36, S. 1—26. (Turku, Finland, Univ., Wihuri Phys. Lab.) Die spezifische Wärme C_v wurde im Temperaturbereich zwischen 1,5 und 2,8°K bei Dichten zwischen 0,15 und 0,18 g/cm³, gemessen. Mit zunehmender Dichte verringert sich die Höhe des λ -Maximums, ist aber entlang der Schmelzkurve noch deutlich zu erkennen. Die C_v -Werte sind als Funktion der Dichte und der Temperatur in Schritten von 0,05 grd bzw. 0,05 g/cm³ tabelliert. In ähnlicher Form ist die Abhängigkeit der Entropie wiedergegeben. Rühl.

11-1096 R. W. Hill and O. V. Lounasmaa. *The entropy diagram of fluid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 48—50. (Oxford,

Clarendon Lab.) Gemessen wird die spezifische Wärme bei konstantem Volumen C_v für Dichteverhältnisse $\rho/\rho_c = 0,2$ bis $3,0$ (Temperaturbereich 3 bis 20°K , ρ_c = Dichte am kritischen Punkt) und die Größe $(dp/dT)_v = (dS/dV)_T$. Aus den experimentellen Daten kann die Entropie S als Funktion von Temperatur und Dichte angegeben werden. Die Kontrolle der direkten Messungen erfolgt mittels der Beziehung $(dC_v/dV)_v = T(d^2p/T^2)$. Meßresultate und berechnete Entropiewerte sind tabelliert. Rühl.

1–1097 H. E. Rorschach jr. and F. A. Romberg. *Pressure gradients produced by heat flow in liquid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 35–38. (Houston, Texas, Rice Inst.) Gemessen wird die Niveaudifferenz Δh des flüssigen Heliums zwischen He-Bad und Kapillare (Durchmesser von $0,5$ bis 1 mm) in Abhängigkeit von der Stärke des Wärmestromes Q in der He-Flüssigkeit innerhalb des Kapillarrohres. Bei He I ist Δh proportional zu Q , für kleine Wärmestromdichten. Wird im Falle von He II Q unterhalb des kritischen Wertes gehalten, entsprechen die Ergebnisse den Erwartungen der Zweiflüssigkeitstheorie unter Berücksichtigung der inneren Reibung nach GORTER und MELLINK. Bei Überschreiten des kritischen Wärmestromes benimmt sich die Flüssigkeit ähnlich wie He I. Rühl.

1–1098 K. Dransfeld and J. Wilks. *The heat transfer between solids and He II.* Low temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 39–41. (Oxford, Clarendon Lab.) Nach einer Theorie von KHALATNIKOV (1953) soll der Wärmeübergang zwischen flüssigem He II und Festkörpern allein von den elastischen Eigenschaften der beiden Medien bestimmt werden. Zur Prüfung dieser Theorie untersuchen Vff. den Übergangswiderstand auf zwei verschiedene Arten. Einseitig werden die elastischen Eigenschaften von He II durch Druck bis zu 25 at verändert, andererseits werden verschiedene Festkörper (Cu, Pb und Quarz) mit sehr unterschiedlichen elastischen Eigenschaften benutzt. Im Temperaturbereich $1,3$ bis $2,17^\circ\text{K}$ ist danach der Übergangswiderstand praktisch druckunabhängig und nahezu gleich dem Widerstand, der mit verschiedenen Festkörpern gemessen wird. Der beobachtete Widerstand ist außerdem um einen Faktor 10 bis 20 kleiner, als nach KHALATNIKOV zu erwarten war. Das akustische Modell von KHALATNIKOV besitzt in dem genannten Temperaturbereich also keine Gültigkeit. Wahrscheinlich ist dies durch die freie Weglänge der Phononen, die oberhalb 1°K noch sehr klein ist, bedingt. Rühl.

1–1099 P. Grassmann and A. Karagounis. *Heat transfer to boiling helium in the range of nuclear and film boiling.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 41–45. (Zürich, Swiss Federal Inst. Technol., Inst. Kalor. App. Kältetech.) Untersucht wird der Wärmeübergang zwischen einer Festkörperoberfläche und flüssigem He I. Die Temperaturdifferenz ΔT zwischen Festkörper und He-Bad wird in weiten Grenzen variiert. Wie bei anderen Flüssigkeiten hat man auch bei flüssigem He drei deutlich getrennte Bereiche zu unterscheiden: (1) freie Konvektion mit ΔT zwischen $0,2$ und $0,6$ grd; (2) Blasenbildung an der geheizten Festkörperoberfläche mit ΔT zwischen $0,2$ und $0,5$ grd bei einer Badtemperatur von $3,57^\circ\text{K}$ und zwischen $0,6$ und $1,5$ grd bei 83°K . (3) Zusammenhängende Dampfhaut zwischen Festkörper und He-Bad für ΔT unterhalb 10°K . Für Untersuchungen dieses dritten Bereiches hat sich flüssiges Helium erneut als ideale Flüssigkeit erwiesen. Die Ergebnisse sind mit Resultaten, die an anderen Flüssigkeiten gewonnen wurden, verglichen. Rühl.

1–1100 A. H. Markham, D. C. Pearce, R. G. Netzel and J. R. Dillinger. *Specific heat of liquid He^4 between $0,4$ and $1,5^\circ\text{K}$.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 45–48. (Madison, Wisconsin, Univ.) Die spezifische Wärme C in flüssigem He^4 wird mit zwei verschiedenen Kalorimetern bis herab zu $0,4^\circ\text{K}$ gemessen. Zwischen $1,5$ und 1°K stimmen die Resultate sehr genau mit früheren Ergebnissen von KRAMERS überein. Unterhalb ca. 1°K ergeben sich niedrigere Werte. Zwischen $0,55$ und $1,5^\circ\text{K}$ lassen sich die Messungen durch die Gleichung $C = 2,12 \cdot 10^{-2} \cdot T^\alpha \text{ J/g}$ wiedergeben. Aus den gefundenen Daten wird die Entropie berechnet. Rückslüsse auf andere Eigenschaften, wie etwa den Fontänenefekt sind möglich. Rühl.

11-1101 O. T. Anderson, D. H. Liebenberg and J. R. Dillinger. *Thickness of the static helium II film vs. height to 38 cm. Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 61-63.* (Madison, Wisc. 1958, S. 61-63. (Madison, Wisc., Univ.) Meßmethode und Versuchsapparatur sind ausführlich beschrieben. Auf vorläufige Ergebnisse ist nur sehr kurz eingegangen. Rühl.

11-1102 W. M. Fairbank, M. J. Buckingham and C. F. Kellers. *Specific heat of liquid He⁴ near the lambda point.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 50-52. (Durham, North Car., Duke Univ.) Vff. untersuchen besonders sorgfältig die spezifische Wärme von He⁴ unter Sättigungsdruck in unmittelbarer Nachbarschaft des λ -Punktes. Die Temperatur kann relativ zum λ -Punkt auf wenige 10^{-6} grd genau bestimmt werden. Nach den durchgeführten Messungen besitzt die spezifische Wärme am λ -Punkt eine scharfe logarithmische Singularität und eine Diskontinuitätsstelle. Der gefundene Verlauf ist mit der Theorie von BUTLER, BLATT und SCHAFROTH (1956), wonach am λ -Punkt keine echte Umwandlung 2. Ordnung stattfinden sollte und demnach auch in einer Umgebung von 10^{-3} grd vom λ -Punkt ein kontinuierlicher Verlauf der spezifischen Wärme zu erwarten wäre, nicht zu vereinbaren. Rühl.

11-1103 William M. Fairbank and G. K. Walters. *Nuclear resonance experiments in He³.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 86-90. (Durham, North Carol., Duke Univ.) Gemessen wird direkt die Temperaturabhängigkeit (bis zu $0,1^{\circ}$ K) der Kernsuszeptibilität von He³ und He⁴-He³-Mischungen. Danach richten sich die Kernspins von flüssigem He³ bei tiefsten Temperaturen tatsächlich antiparallel aus, wie es für ein FERMI-DIRAC-Gas zu erwarten ist. Die Entartungstemperatur liegt jedoch bei etwa $0,45^{\circ}$ K, also um den Faktor 10 tiefer, als für ideales Verhalten von He³ berechnet werden kann. Entgegen den theoretischen Voraussagen weichen die Meßdaten erst bei um so niedrigeren Temperaturen von der CURIE-Kurve ab, je höher der auf der Flüssigkeit lastende Druck ist. Für festes He³ werden mit abnehmender Temperatur manchmal auch Erhöhungen der Kernsuszeptibilität beobachtet. Hierüber sind weitere Untersuchungen geplant. An He³-He⁴-Mischungen können Vff. erstmalig beim Unterschreiten einer bestimmten Temperatur eine Phasentrennung direkt nachweisen. Dabei entstehen zwei getrennte Phasen, die eine reich an He³, die andere mit He⁴ angereichert. Die He⁴-reiche Phase setzt sich wegen des größeren spezifischen Gewichts am Boden des Behälters ab. Für die verschiedenen Zusammensetzungen der Mischungen wird die Ausscheidungstemperatur ermittelt und das T-x-Diagramm konstruiert. Rühl.

11-1104 D. M. Lee and Henry A. Fairbank. *Heat transport in liquid He³.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 90-93. (New Haven, Connect., Yale Univ.) Es wird über die Fortführung früherer Messungen berichtet. Auch bei der niedrigsten Temperatur ($0,2^{\circ}$ K) ist noch kein Anzeichen für Superfluidität zu beobachten. Die Wärmeleitfähigkeit erhöht sich gleichmäßig mit steigender Temperatur von rund $0,7$ W/cm · grd bei $0,2^{\circ}$ K zu $2,9$ W/cm. grd bei $2,7^{\circ}$ K. Bei Überschreiten einer Heizleistung von $0,8 \mu$ W wird ein scharfer Anstieg der Wärmeleitfähigkeit von $0,6^{\circ}$ K an abwärts beobachtet. Diese plötzliche Erhöhung dürfte von zusätzlichem Wärmetransport durch beginnende Konvektion hervorgerufen sein und spricht für das Vorhandensein eines Dichtemaximums, das nach anderen Eigenschaften des He³ bereits vermutet werden konnte und in der Nähe von $0,5^{\circ}$ K liegen wird. Rühl.

11-1105 Henry A. Fairbank and D. M. Lee. *Thermal boundary resistance in liquid He³.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 93-95. (New Haven, Connect., Yale Univ.) Gemessen wurde der Wärmeübergang zwischen einer Cu-Oberfläche und flüssigem He³ bis herab zu $0,25^{\circ}$ K. Danach steigt der Wärme widerstand mit abnehmender Temperatur stark an (etwa Faktor 100 zwischen 2° und $0,2^{\circ}$ K) und entspricht in Größe und Temperaturabhängigkeit dem unter den gleichen Bedingungen an He⁴ beobachteten Widerstand. An der Grenzfläche ist der Temperaturgradient unstetig. Etwa vorhandene Superfluidität spielt demnach für den Übergangs widerstand keine entscheidende Rolle. Rühl.

11-1106 D. M. Lee and Henry A. Fairbank. *Density and expansion coefficient of liquid He³ below 1° K.* Phys. Fluids 2, 582-583, 1959, Nr. 5. (Sept./Okt.) (New Haven, Connect.

ale Univ., Sloane Phys. Lab.) Aus Messungen der Dielektrizitätskonstante werden die Dichte und der Wärmeausdehnungskoeffizient von He^3 unter einem konstanten Druck von 17 cm Hg bestimmt. Das Dichtemaximum liegt bei $0,48^\circ\text{K}$ und das Minimum des Ausdehnungskoeffizienten bei $0,19^\circ\text{K}$.
Rühl.

-1107 S. D. Elliott jr. and Henry A. Fairbank. *Second sound in He^3 - He^4 mixtures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 180-183. (New Haven, Connect., Yale Univ.) Die früheren Messungen des second sound werden auf Mischungen mit höherer He^3 -Konzentration (bis zu 58,6%, Temperaturen oberhalb 0°K) ausgedehnt. Die Form der $u_2(T)$ -Kurven ändert sich dabei praktisch nicht ($u_2 = \text{Schwindigkeit des second sound}$). Durch Extrapolation auf $u_2 = 0$ können die λ -Temperaturen der Mischungen als Funktion der He^3 -Konzentration ermittelt werden. Die Ergebnisse sind hinsichtlich früherer Messungen anderer Autoren diskutiert.
Rühl.

-1108 M. H. Edwards and G. R. Hanes. *Refractive index of He^4 liquid.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 56-59. (Kingston, Can., Royal Milit. Coll.; Ottawa, Nat. Res. Coun., Appl. Phys. Div.) Mit einer verbesserten Auswertung werden die früheren Meßergebnisse vervollständigt und erweitert.
Rühl.

-1109 L. C. Jackson. *Further observations of the helium film.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 95-96. (Bristol, Univ., H. H. Wills Phys. Lab.) Mit verbesserten optischen Methoden wird die Dicke von He-Filmen unterhalb des λ -Punktes in verschiedenen Höhen (h) oberhalb des Flüssigkeitsspiegels neu untersucht. Sie beträgt danach bei z. B. $2,05^\circ\text{K}$ in 10 mm Höhe $3,15 \cdot 10^{-5}$ mm. Mit zunehmender Temperatur wird der Film etwas dicker. Für Höhen zwischen 8 und 12 mm können die Beobachtungen durch die Beziehung $h = (a/d)^3 + (b/d)^2$ beschrieben werden ($a = \text{const}$, b leicht temperaturabhängig). Auch oberhalb des λ -Punktes sind noch Filme mit einer Dicke bis zu rund $3 \cdot 10^{-5}$ mm nachzuweisen. Neben weiteren Untersuchungen in Höhen bis zu 70 mm wird von Messungen an im Dampf über dem He II frei hängenden Spiegeln berichtet. Nach bisherigen Ergebnissen bilden sich auch da Filme aus, die sich nur wenig von solchen an eingetauchten Flächen unterscheiden.
Rühl.

-1110 R. H. Walmsley and C. T. Lane. *Angular momentum of helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 64-66. (New Haven, Connec., Yale Univ.) In der Umgebung des λ -Punktes wird der Drehimpuls der in einem zylindrischen Gefäß befindlichen He^4 -Flüssigkeit nach plötzlichem Abbremsen des vorher gleichmäßig rotierenden Behälters (0,5 bis 10 U/min) ermittelt. Oberhalb des λ -Punktes nimmt danach der gemessene Drehimpuls L bis auf 10% mit dem klassischen Wert L_c berein. Unterhalb T_λ nimmt bei fester Winkelgeschwindigkeit L von L_c ausgehend mit zunehmender Temperatur kontinuierlich ab. Bei festgehaltener Temperatur sinkt L wieder von L_c ausgehend diesmal kontinuierlich mit der Kreisfrequenz und scheint sich bei kleinsten Winkelgeschwindigkeiten dem Wert $L_c \cdot \rho_n / \rho$ zu nähern. Das gefundene Verhalten der Flüssigkeit wird qualitativ durch die Theorie von LANDAU und LIFSHITZ (1955) beschrieben.
Rühl.

-1111 H. E. Hall. *The Andronikashvili experiment in rotating helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 66-69. (Cambridge, Univ., Royal Soc. Mond. Lab.) An einem Plattensystem nach ANDRONIKASHVILI wird die Schwingungsdauer ($2\pi/\Omega$) von Drehschwingungen kleiner Amplitude, die einer gleichförmigen Rotation (Winkelgeschwindigkeit ω_0) überlagert sind, bei $1,27$ und $1,7^\circ\text{K}$ gemessen. Wenn die Änderungen der Schwingungsdauer formal mit der Änderung einer effektiven Dichte ρ' der Flüssigkeit, die sich mit den Platten mitbewegt, erklärt werden, ergibt ρ'/ρ_s für $\Omega \ll \omega_0$ mit wachsendem ω_0 und zunehmendem Plattenabstand von 0 bis 1. Für $\Omega \gg \omega_0$ kann bei rauher Plattenoberfläche ρ' negative oder positive Werte annehmen. Der Verlauf von ρ'/ρ_s gegen den Plattenabstand aufgetragen, entspricht einer Dispersionkurve an der Resonanzstelle. Die Resultate können erklärt werden, wenn man annimmt, daß die Enden der in der rotierenden Flüssigkeit entstehenden Wirbellinien an den Plattenoberflächen fixiert sind. Ein Vergleich der Ergebnisse mit der FEYNMANSchen Theorie (1955) ist durchgeführt.
Rühl.

11-1112 K. Dransfeld, J. A. Newell and J. Wilks. *The absorption of sound in liquid helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957. Madison, Wisc. 1958, S. 76-79. (Oxford, Clarendon Lab.) Untersucht wird die Schallabsorption von flüssigem He II im Temperaturbereich zwischen 0,4°K und dem λ -Punkt in Abhängigkeit von der Frequenz (6 und 14,4 MHz) und bei Drucken bis zu etwa 25 at. Die Ergebnisse sind mit der Theorie von KHALATNIKOV (1950, 1952), die das scharfe Maximum in der Absorption-Temperatur-Kurve voraussagt, verglichen. Es besteht nur qualitative Übereinstimmung.

Rühl.

11-1113 D. G. Henshaw. *Density variation of the atomic distribution in liquid helium and the structure of solid helium by neutron diffraction.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 81-84. (Chalk River, Ont., Atomic Energy Canada Ltd., Div. Phys.) Aus Neutronenbeugungsaufnahmen (Wellenlänge 1,064 Å) an flüssigem Helium im Temperaturbereich zwischen 1,2 und 4,2°K und bei Drucken bis zu 70 at wird die Atomverteilung ermittelt. Danach erhöht sich die Zahl der nächsten Nachbarn in der ersten Sphäre von 6,5 Atomen bei einer Dichte von 0,095 g/cm³ auf etwa 8,5 Atome bei 0,184 g/cm³. Der kleinste Abstand benachbarter Atome beträgt $2,275 \pm 0,075$ Å. Die Aufnahmen an polykristallinem, festem He führen zu hexagonal dichtester Kugelpackung mit $a = 3,53$ Å und $c = 5,76$ Å. Hieraus berechnet sich die Dichte zu 0,214 g/cm³ (bei 1,1₅°K und 66 at).

Rühl.

11-1114 Herbert Flicker and K. R. Atkins. *Velocity of sound in liquid He³.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 95-98. (Philadelphia, Penn., Univ.) Mit einer Impulsmethode wird die Schallgeschwindigkeit (14 MHz) in flüssigem He³ im Temperaturbereich 1,05 bis 2,2°K gemessen. Unter Benutzung der von KERR (1954) ermittelten Dichtewerte kann daraus die DEBYE-Temperatur und damit wieder der Phononenanteil zur spezifischen Wärme berechnet werden. Die Ergebnisse sind mit bestehenden theoretischen Überlegungen von BRUECKNER und GAMMEL verglichen.

Rühl.

11-1115 Henry L. Laquer, Stephen G. Sydoriak and Thomas R. Roberts. *Sound velocity and adiabatic compressibility of liquid He³.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 98-101. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Eine Impuls-Echo-Methode wurde zur Messung der Schallgeschwindigkeit (5 MHz) in flüssigem He³ bei Temperaturen zwischen 0,37 und 3,14°K benutzt. Durch Extrapolation ergibt sich der Wert 183,5 m/s bei 0°K. Vf. ermitteln außerdem die Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit und berechnen mit der bereits bekannten Dichte die adiabatische Kompressibilität. Diese Ergebnisse an He³ sind mit entsprechenden Resultaten an He⁴ verglichen.

Rühl.

11-1116 T. R. Roberts and S. G. Sydoriak. *Vapor pressures, lambda points and phase separation of He³-He⁴ mixtures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 170-175. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Die von WALTERS und FAIRBANK entdeckte Phasentrennung in He³-He⁴-Mischungen wird durch die hier durchgeführten Dampfdruckmessungen bestätigt. Untersucht werden Mischungen zwischen 10 und 90% He³ in dem Temperaturintervall 0,6 bis 2,0°K. Aus den Unstetigkeiten im p-T-Diagramm können die jeweiligen λ -Temperaturen ermittelt werden. Nach den Resultaten scheinen bei Mischungen mit hoher He³-Konzentration λ -Punkte und Phasentrennung zusammenzufallen.

Rühl.

11-1117 S. G. Sydoriak and T. R. Roberts. *Observations on the performance of a He Dewar system used for the study of He³-He⁴ mixtures; determination of T_λ for an 80% mixture.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 212 bis 218. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Nach der Beschreibung der Versuchsaufbauten berichten Vf. ausführlich über die Ursachen der zunächst relativ hohen Verdampfungsverluste an flüssigem He³. Danach spielt nur bei reinem He⁴ die Rückkondensation von Atomen aus dem Dampf eines an den Gefäßwänden entstehenden supraflüssigen Filmes eine wesentliche Rolle. Bei He⁴-He³-Mischungen entstehen in de-

bpumpleitungen Gasschwingungen, die die Hauptwärmezufuhr vermitteln. Mit Hilfe der so gewonnenen Erfahrungen wird der λ -Punkt einer Mischung mit 80% He³ bestimmt.

Rühl.

-1118 **F. J. Edeskuty and R. H. Sherman.** *P-V-T relations of liquid He³ and He⁴.* Low temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 102-106. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Untersucht wird das p-V-T-Diagramm von He³ und He⁴ im gesamten Bereich des flüssigen Zustandes. Die Schmelzkurve von He³ ist zwischen 1,07 und 3,31°K aufgenommen. Der Druck folgt danach bis heraus zu 3,1°K der Beziehung $p = 23,29 + 2,955 \cdot T + 14,166 \cdot T^2 - 1,1871 \cdot T^3$ (at). Die an He⁴ gemessenen Dichten liegen um etwa 0,3% höher, als die von W. H. KEESEOM und A. P. KEEOM angegebenen Werte. Tabelliert sind die Molvolumina für He³ zwischen 1,2 und 6°K und für He⁴ zwischen 2,2 und 4,2°K bei P/T-Werten zwischen 1 und 140, ferner die Molvolumina entlang der Schmelzkurven, sowie das Verhältnis der Kompressibilitäten von He³ und He⁴ bei 1,25°K für Drücke zwischen 1 und 5 at.

Rühl.

-1119 **R. L. Mills and E. R. Grilly.** *The volume change on melting of He³ and He⁴ up to 500 kg/cm².* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, 106-108. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Aus den Messungen an reinem He³ und He⁴ bestimmen Vf. außer der Volumenänderung beim Schmelzen auch die Schmelzentropie und die Wärmeausdehnung der Flüssigkeit. Nach dem P-T-Diagramm der Schmelzpunkte existieren für reines festes He³ unterhalb 141°K zwei verschiedene Modifikationen. Das zugehörige Phasendiagramm ist für Temperaturen oberhalb etwa 1 K wiedergegeben.

Rühl.

-1120 **Keith A. Brueckner.** *The properties of He³ at low temperature.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 112-116. (Philadelphia, Penn., Univ.) Vf. bespricht die physikalischen Argumente, die zur Entstehung der Theorie über die Eigenschaften des flüssigen He³ von BRUECKNER und GAMMEL führten und rechtfertigt die dort benutzten Näherungsverfahren.

Rühl.

-1121 **Oliver Penrose.** *Bose-Einstein condensation and phonons in helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 117-119. (London, Imp. Coll.) Vf. beschränkt sich auf Temperaturen unterhalb 0,5°K und setzt periodische Randbedingungen voraus. Es kann gezeigt werden, daß schon oberhalb 0°K BOSE-EINSTEIN-Kondensation einsetzt und daß die LANDAUSCHE Definition der Geschwindigkeit für den superfluiden Anteil der von LONDON und TISZA gegebenen Definition gleichwertig ist.

Rühl.

-1122 **Louis Goldstein.** *On the phase transformation of liquid He⁴.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 126-128. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Aus den indirekt abgeleiteten Werten der mittleren kinetischen und potentiellen Energie der He⁴-Atome können formale Schlüsse bezüglich der Dichte der Normalflüssigkeit und der kinematischen Zähigkeit in der Umgebung des λ -Punktes gezogen werden.

Rühl.

-1123 **S. Franchetti.** *On the structure of liquid He⁴.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 128-130. (Florence, Univ.) Vf. verfeinert die früher (1954) veröffentlichten theoretischen Vorstellungen. Hierzu wird der Stoßübergang zwischen zwei Heliumatomen mit einer Energie, die der mittleren kinetischen Energie der Flüssigkeit entspricht, nach der Methode von SLATER-KIRKWOOD behandelt. Aus dem Ergebnis lassen sich Schlüsse auf die Struktur der Heliumflüssigkeit (radiale Verteilungsfunktion usw.) ziehen.

Rühl.

-1124 **G. V. Chester.** *Rotation and oscillation experiments in helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 131-133. (Birmingham, Univ.) Die bisherigen Theorien über die Wirbelbildung und ihren Einfluß auf die physikalischen Eigenschaften von He II werden erweitert. Im einzelnen sind mit den neuen Ergebnissen die Erscheinungen bei Experimenten mit rotierendem Becher und rotieren-

der Scheibe diskutiert. Eine Erklärung der bei Viskositätsuntersuchungen mit verschiedenen großen Schwingungsamplituden festgestellten Diskrepanzen kann auch hier noch nicht gegeben werden. Rühl.

11-1125 R. J. Donnelly and S. Chandrasekhar. *The hydrodynamic stability of helium II between rotating cylinders.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison Wisc. 1958, S. 133-135. (Chicago, Ill., Univ.) Entscheidend für die Ergebnisse ist die Annahme über die Art der inneren Reibungskräfte, welche die Kopplung zwischen normalflüssigem und supraflüssigem Anteil vermitteln. Das hydrodynamische Problem wurde für den Fall gelöst, daß beide Zylinder in gleicher Richtung rotieren. Es ergeben sich zwei bestimmte Instabilitätsbereiche, deren Auswirkung auf experimentell beobachtbare Erscheinungen diskutiert wird. Rühl.

11-1126 W. F. Vinen. *Theory of mutual friction in a heat current in helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 136-139. (Cambridge, Univ., Royal Soc. Mond Lab.) Ausgehend von kürzlich publizierten experimentellen Ergebnissen (VINEN, 1957) entwickelt Vf. eine Theorie der inneren Reibung in He II, welche die Vorgänge in einem Wärmestrom im Inneren einer weiten Röhre beschreibt. Es ist dabei angenommen, daß die Reibungskräfte von Zusammenstößen zwischen thermischen Exzitonen und gequantelten Wirbellinien herrühren. Die möglichen Erklärungen für Entstehung und Wiederverschwinden von superflüssiger Turbulenz sind diskutiert. Rühl.

11-1127 K. W. Taconis and D. H. N. Wansink. *Some experiments with He^3 - He^4 mixtures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 146 bis 151. (Leiden, Kamerlingh Onnes Lab.) Für Mischungen bis zu 13% He^3 bestimmen Vff. im Temperaturbereich 1,4°K bis zum λ -Punkt die Gleichgewichtszusammensetzung des Dampfes über der Flüssigkeit und den jeweiligen osmotischen Druck der Lösungen. Weitere Untersuchungen betreffen die spezifische Wärme, das T-x-Diagramm und der normalflüssigen Anteil von Mischungen bis zu hohem He^3 -Gehalt. Rühl.

11-1128 G. Careri, J. Reuss, F. Scaramuzzi and J. O. Thompson. *Movement of ions and He^3 in liquid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 155-158. (Roma, Univ., Inst. Fis.; Frascati, Lab. Naz. Sincrotrone.) Bei Temperaturen zwischen 1,4 und 2,1°K wird die Diffusionsgeschwindigkeit von Elektronen, He^4 -Ionen und He^3 -Atomen in flüssigem He^4 untersucht. Die Ergebnisse sind mit den bestehenden Theorien verglichen. Rühl.

11-1129 Eugene C. Kerr. *The molar volumes of He^3 - He^4 mixtures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 158-161. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Die Untersuchungen des Molvolumens der He^3 - He^4 -Mischungen mit einer Zusammensetzung von 9,8; 29,8; 49,5 und 77,6% He^3 wurden im Temperaturbereich 1,2 bis 3,2°K durchgeführt. Eine wenigstens bei kleinerem He^3 -Gehalt sehr deutlich ausgeprägte Unstetigkeit im Temperaturlauf ermöglicht die Bestimmung der λ -Punkte. Durch Interpolation können aus den Meßresultaten die Molvolumina für alle Mischungsverhältnisse im angegebenen Temperaturintervall entnommen werden. Die Molvolumina der Mischungen sind kleiner, als die Summe der entsprechenden Teilvolumina der Komponenten. Diese Volumenkontraktion beträgt z. B. für eine zehnprozentige Mischung bei 2,2°K rund 1% und erhöht sich gleichmäßig auf etwa 3,5% bei 3,2°K. Sie ist für Mischungen mit rund 50% He^3 am stärksten. Rühl.

11-1130 R. Dean Taylor and J. G. Dash. *Critical velocity studies in pure He^4 and in He^4 mixtures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th. int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 164-168. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Nach den eingehenden Untersuchungen der Vff. ist die kritische Amplitude stark abhängig von den Dimensionen und der Oberflächenbeschaffenheit der zylindrischen Probekörper. In grober Näherung ist diese Amplitude, bei der erstmalig Abweichungen vom klassischen Verhalten beobachtet werden, proportional der Schwingungsdauer und umgekehrt proportional zum Radius des Rotors. Danach ist für den Eintritt der zusätzlichen Dämpfung eine bestimmt

itische Geschwindigkeit der Rotoroberfläche entscheidend. Weitere Meßergebnisse der die Abhängigkeit der kritischen Geschwindigkeit von der Temperatur und von der Viscositätszusammensetzung des Heliumbades werden berichtet. Rühl.

-1131 **A. K. Sreedhar and J. G. Daunt.** *The vapor pressure of solutions of He^3 in liquid He^4 .* Low Temperature Phys. Chem. 5th. int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 168 bis 20. (Columbus, Ohio, State Univ.) Die Messungen wurden im Temperaturbereich 1,3-2,6°K an Mischungen mit 1,84; 3,2; 6,24 und 11,8 Mol% mit einem Differentialbarometer unter Bezugnahme auf reines He^4 durchgeführt. Es ist noch nicht geklärt, daß bei allen Mischungen auch bei 2,17°K, am λ -Punkt des reinen He^4 , eine Unregelmäßigkeit in der Δp -T-Kurve zu beobachten ist. Rühl.

-1132 **K. L. Chopra and J. B. Brown.** *Suspension of particles in liquid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison Wisc. 1958, S. 241-243. (Vancouver, Canad., Univ. Brit. Columbia.) Bei der beschriebenen Methode werden die Bewegungen suspendierter Teilchen aus H_2 - D_2 -Mischkristallen bestimmter Zusammensetzung direkt beobachtet und damit Vorgänge im flüssigen Helium bei der Schallschreitung untersucht. Die Anwendungsmöglichkeiten sind beschränkt, weil die suspendierten Teilchen unter gewissen Umständen zu größeren Haufen zusammenflocken und sich an den Gefäßwänden abscheiden. Rühl.

-1133 **L. P. Pitajewski.** *Zur Frage nach der Superfluidität des flüssigen He^3 .* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1794-1807, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Bei allen bisher erreichten Temperaturen ($\geq 0,2^\circ\text{K}$) bleibt das flüssige He^3 nichtsuperfluid; die Wechselwirkung der Elementaranregungen ist also wenigstens für Abstände von der Ordnung der Atomabstände einer Stoßung (sonst müßten die He^3 -Atome bei sehr tiefen Temperaturen COOPERSche Paare mit einer Bindungsenergie von der Größenordnung der FERMI-Energie bilden; He^3 müßte in der Nähe der FERMI-Entartungstemperatur superfluid werden). Es wird auf die weitere Ursache für den Übergang zur Superfluidität bei sehr tiefen Temperaturen hingewiesen. Nach LANDAU genügt es zur Bildung von COOPER-Paaren in einem FERMI-System, daß die Wechselwirkung zwischen den Elementaranregungen bei einem einzigen Wert des Drehimpulses 1 der Relativbewegung der Anregungen Anziehungscharakter hat, daß also eine Streuphase positiv ist. Es bilden sich dann Paare mit endlichem Bahndrehimpuls. Andererseits scheinen nach POMERANTSCHUK bei hinreichend großen Drehimpulsen die Anregungen einander anzuziehen (bei großen Abständen wirken VAN DER WAALS-ähnliche Kräfte). Da diese Anziehung äußerst schwach ist, wäre der Übergang bei sehr tiefen Temperaturen zu erwarten. Dieser Wechselwirkungsmechanismus zwischen den Elementaranregungen in einer FERMI-Flüssigkeit für große 1 wird vom Vf. untersucht. Es kommt in der Tat eine Anziehung heraus; das asymptotische Verhalten der Streuphasen für große 1 wird durch beobachtbare Größen ausgedrückt. Die Untersuchung erfolgt allgemein mit den Methoden der Quantenfeldtheorie, und dabei mußt nichts über die Kleinheit der Wechselwirkung zwischen den Atomen bei kleinen Abständen vorausgesetzt zu werden. Auf diese Weise ergibt sich auch ein allgemeiner Ausdruck für die effektive Masse der Anregungen in einer FERMI-Flüssigkeit. Vogel.

-1134 **J. G. Mamaladse und S. G. Matinjan.** *Zum Problem der Dämpfung der Schwingungen einer Scheibe im rotierenden He II .* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 184-187, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) Vff. wollen die für He II charakteristische Abhängigkeit der Dämpfung von Schwingungen einer Scheibe von der Rotationsgeschwindigkeit klären, die völlig verschieden vom Verhalten klassischer Flüssigkeiten ist. Es wird zunächst gezeigt (in Prikl. Mat. i Mech.), daß die Abhängigkeit nicht allein durch die gegenwärtigen Reibungskräfte erklärt werden kann (der beobachtete Effekt ist dazu um mehr als eine Größenordnung zu hoch). Ausgehend von der Darstellung der rotierenden Flüssigkeiten durch die HALLSCHE Gleichung (Ber. **38**, 485, 1959) mit Berücksichtigung der ONSAGER-FEYNMAN-Wirbel ergibt sich ein Ausdruck für das Moment der Kraft auf die Scheibenoberfläche unter Berücksichtigung der Wirbelfäden, die Reibung zwischen normaler und superflüssiger Komponente und des Kriechens der Wirbelfäden längs der festen Oberfläche. Eine explizite Auswertung und ein Vergleich

mit der Messung gelingt nur für eine absolut rauhe Oberfläche (kein Kriechen der Wirbelfäden) und in linearer Näherung hinsichtlich der Koeffizienten der gegenseitigen Reibung (verhältnismäßig langsame Schwingungen). Für kleine Frequenzen ergibt sich qualitative Übereinstimmung (die allerdings durch die Korrektur auf Randeffekte schlechte wird), für größere Frequenzen bestehen erhebliche Abweichungen; die Viskosität der Normalkomponente allein würde ganz falsche Ergebnisse liefern. Quantitative Übereinstimmung kann also offenbar nur bei Berücksichtigung des Kriechens erwartet werden.

Vogel.

11-1135 B. N. Esel'son, M. I. Kaganov and I. M. Lifshitz. *Thermodynamics of the He I—He II phase transition in helium isotope mixtures.* Soviet. Phys.-JETP **6**, 719—726, 1958, Nr. 4. (Apr.) (Engl. Übers. aus: J. exp. teor. Phys., Moskau **33**, 936—944, 1957, Okt.) Die mit einer Umwandlung 2. Ordnung in He^3/He^4 -Mischungen verknüpften Vorgänge werden thermodynamisch untersucht und die Ergebnisse mit experimentellen Daten, die an solchen Mischungen gewonnen wurden, verglichen.

Rühl.

11-1136 R. J. Donnelly and A. C. Hollis Hallett. *Periodic boundary layer experiments in liquid helium.* Ann. Phys., N. Y. **3**, 320—345, 1958, Nr. 3. (März.) (Chicago, Univ. Inst. Study Met. a. Dep. Phys.)

11-1137 W. F. Vinen. *An experimental investigation of the ground state of slowly rotating helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, 69—70. (Cambridge, Univ., Royal Soc. Mond Lab.)

11-1138 J. E. Mercereau and J. R. Pellam. *Heat diffraction in liquid helium II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 71—72. (Pasadena, Calif., Inst. Technol.)

11-1139 Joel L. Lebowitz and Lars Onsager. *Low temperature fluctuations.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 119—121. (New Haven Connect., Yale Univ.)

11-1140 O. K. Rice. *Further development of an elementary theory of liquid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 121—124. (Chapel Hill, North Carol., Univ., Dep. Chem.)

11-1141 Laszlo Tisza. *Theory of λ -points and the symmetry of the superfluid state.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 124—126. (Cambridge, Mass., Inst. Technol., Dep. Phys., Res. Lab. Electron.)

11-1142 E. Fujita, K. Gondaira, N. Matsudaira and T. Usui. *Theory of mutual friction in liquid He II.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 139—142. (Tokyo, Univ., Coll. Gen. Educ., Inst. Phys.)

11-1143 Richard Stevenson. *Turbulence quantum states in liquid helium.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 142—145. (Cambridge Mass., Inst. Technol., Cryogenic Engng Lab.)

11-1144 John G. Daunt. *Interpretations of measurements of the vapor pressures of solutions of He^3 in He^4 .* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 151—155. (Columbus, Ohio, State Univ.)

11-1145 J. G. Dash and R. Dean Taylor. *Normal fluid density and viscosity of He^3-He^4 solutions.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 161—164. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.)

11-1146 C. C. Lim, A. C. Hollis Hallett, J. R. Keyston and E. W. Guptill. *The velocity of sound in He^3-He^4 mixtures.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 178—180. (Toronto, Ont., Univ.; Halifax, Nova Scotia, Can.; Dalhousie Univ.)

Rühl.

—1147 **Philip J. Bendt.** *The He^3 - He^4 gas diffusion coefficient.* Low Temperature Phys. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 183—186. (Los Alamos, N. M., Univ. Calif., Sci. Lab.) Rühl.

—1148 **P. A. Bashulin und W. N. Smirnoff.** *Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der infraroten Absorptionsbanden in Flüssigkeiten.* Opt. i Spektrosk. 6, 742—753, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Mit Hilfe einer Spezialküvette wurde bei einer Reihe organischer Lösungsmittel der Absorptionsverlauf bei Temperaturen von —75 bis +135°C aufgenommen, wobei eine Änderung der Absorptionsstärke, der Bandenbreite, der Lage des Maximums und auch der Bandenform beobachtet wurde. Die festgestellte Temperaturabhängigkeit entspricht nicht der von PLACEK angegebenen Formel. Die hierfür möglichen Gründe werden diskutiert. v. Keussler.

—1149 **G. Cini-Castagnoli and F. P. Ricci.** *Self-diffusion in liquid argon.* J. chem. Phys. 33, 19—10, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Roma, It., Univ., Ist. Fis. Ist. Naz. Ric. Nucl.) Bei 56°K und etwa 700 Torr wurde der Selbstdiffusionskoeffizient von Argon mittels der Kapillarmethode (Länge 1,4 und 2,5 cm, Durchmesser 0,4 und 0,5 mm) gemessen. Die Konzentration an ^{37}Ar ($t_h = 35$ Tage) wurde mittels Zählrohren bestimmt. Es ergab sich $D(^{37}\text{A} - ^{40}\text{A}) = (1,53 \pm 0,03) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{sec}$. Der Wert wird mit anderen experimentellen und den theoretischen verglichen. M. Wiedemann.

—1150 **V. G. Manzhelii and V. I. Verkin.** *Investigation into the phenomenon of diffusion in liquified gases.* Sh. fis. Chim. 33, 1758—1761, 1959, Nr. 8. (Orig. russ. m. eng. Zfg. Kharkov.) Entwicklung einer Meßmethode zur Untersuchung der Diffusionsvorgänge in verflüssigten Gasen unter besonderer Vermeidung von Störungen durch Konvektion und Bericht über Versuchsergebnisse am System Methan-Propylen bei 90°K. Rühl.

—1151 **H.-G. Könnecke, G. Pechstein und R. Zobelt.** *Zur Diffusionszahl der Glykole in Wasser und Benzol.* Z. phys. Chem. 211, 324—331, 1959, Nr. 5/6. (Sept.) (Leipzig, St. Verfahrenstech., org. Chem.) Schön.

—1152 **J. L. Erickson.** *Anisotropic fluids.* Arch. rat. Mech. Anal. 4, 231—237, 1960, Nr. 3. (Baltimore, Maryland, Johns Hopkins Univ.) Aus den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls, Drehimpuls und Energie werden die Grundgleichungen für die Bewegung einer isotropen Flüssigkeit hergeleitet. Charakteristisch für die Anisotropie ist hierbei die Existenz einer Vorzugsrichtung für jedes Flüssigkeitsteilchen, die durch einen variablen Vektor n_i repräsentiert wird. $n_i = 0$ führt auf isotrope Flüssigkeiten mit symmetrischem Spannungstensor. Falls die Beziehungen zwischen Spannungstensor, Wärmestrom und einer neu eingeführten, die „molekulare Trägheit“ kennzeichnenden Vektorgröße g_i einerseits und dem Deformationsgeschwindigkeitstensor, der Temperaturverteilung wie n_i andererseits bekannt sind, erhält man zusammen mit einer Zustandsgleichung für Flüssigkeit genügend Gleichungen zur Bestimmung von Dichte, Temperatur und Vektor n_i an jeder Stelle der Flüssigkeit. Die Form dieser Beziehungen kann durch Varianzforderungen bis auf gewisse skalare Größen festgelegt werden. E. Becker.

—1153 **J. Mayo Greenberg.** *Scattering by nonspherical particles.* J. appl. Phys. 31, 78—84, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Troy, N. Y., Rensselaer Polytech. Inst., Dep. Phys.) Die Anwendung von SHIFF für Kleinwinkelstreuung wird auf verschiedene nichtsphärische Körperarten angewandt. Effekte der Orientierung und der Verlängerung werden besprochen. Leisinger.

—1154 **S. Krimm.** *Note on the infrared dichroism of axially oriented polymers.* J. chem. Phys. 32, 313, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Ann Arbor, Mich., Univ., Harrison M. Randall Lab.) Ist bei einem Polymer ein Anteil f der Ketten exakt parallel zur Faserachse angeordnet, während der Rest $1 - f$ völlig willkürlich orientiert ist, so können Grenzbedingungen für den Winkel Θ des Übergangsmoments mit der Kettenachse abgeleitet werden. Unter Umständen ist sogar eine eindeutige Bestimmung von Θ möglich. M. Wiedemann.

11-1155 **Alfred Prock and Gladys McConkey.** *Inhomogeneous field method for the study of large polarizable particles.* J. chem. Phys. **32**, 224-236, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Ithaca, N. Y., Univ.) Ein inhomogenes elektrisches Feld ruft in einer Lösung polarisierbarer Teilchen eine Bewegung in den Bereich der niederen potentiellen Energie und dadurch einen Konzentrationsgradienten hervor. Dieser kann durch Änderung der Kapazität eines Zylinders, der die Polymer-Lösung enthält, erfaßt werden. Aus der Änderung der Kapazität beim Gleichgewicht kann das mittlere (Gewichtsmittel) Molekulargewicht erhalten werden. Ferner werden Beziehungen angegeben zwischen der Zeitabhängigkeit der Kapazitätsänderung und der Verteilung des Molekulargewichts sowie zwischen der Abhängigkeit der Kurvenform für die Kapazitätsänderung von der Feldstärke und den Momenten der Gewichtsverteilungsfunktion der polarisierbaren Substanz. Messungen wurden am System Polystyrol in Cyclohexan durchgeführt. Um die Kapazitätsänderung von etwa 1 auf 10^5 zu erfassen, wird die Kondensatorzelle zum Teil eines Resonanzkreises eines Radiofrequenz-Oszillators gemacht. Die Einzelheiten der Apparatur sind genau beschrieben. Das Molekulargewicht des Polystyrols wurde in Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Lichtstreuung erhalten. M. Wiedemann.

11-1156 **A. Russell Jones.** *On the radiation-induced gas-phase polymerizations of acetylene and benzene.* J. chem. Phys. **32**, 953-954, 1960, Nr. 3. (März.) (Oak Ridge, Tenn., Nat. Lab., Chem. Div.) Acetylen polymerisiert unter dem Einfluß von 1 MeV-Elektronen zu Cupren, einem fast weißen, unlöslichen und unschmelzbaren und nichtflüchtigen Pulver, dessen Infrarotspektren stark aromatische Züge aufweisen. Vi. nimmt an, daß Cupren ein dreidimensionales Netzwerk von Benzolringen darstellt, die durch kurze, konjugierte aliphatische Ketten oder durch Acetylen-Bindungen verbunden sind. Ferner entsteht aus Acetylen etwas Benzol. Benzol polymerisiert bei Bestrahlung zu einem gelben Polymer mit dem Molgewicht von etwa 330, dessen Infrarotspektrum dem des bestrahlten Polystyrols ähnelt. Die Mechanismen bei den beiden Polymerisationen werden diskutiert. M. Wiedemann.

11-1157 **P. Debye, H. Coll and D. Woermann.** *Critical opalescence of polystyrene solutions.* J. chem. Phys. **32**, 939-940, 1960, Nr. 3. (März.) (Ithaca, N. Y., Univ.) Die Intensität des gestreuten Lichts kann zur Reichweite der für die Komponenten einer flüssigen Mischung charakteristischen Molekülkräfte in Beziehung gesetzt werden. Im Falle stark polarisierten Lichts läßt sich diese Beziehung in der Nähe des Punkts der kritischen Opaleszenz sehr vereinfachen. Messungen wurden am System Polystyrol mit „enger“ Molgewichtsverteilung - Cyclohexan 1,3 und 0,6°C über der kritischen Temperatur 23,1°C - durchgeführt. Die mittlere Reichweite der Kräfte zwischen den Komponenten ergab sich zu 28 Å, gegenüber einem End- zu End-Abstand von 116 Å. M. Wiedemann.

11-1158 **N. Rajalakshmi, S. R. Sivarajan and R. D. Vold.** *The viscosity of sodium humate solutions from coal.* J. Colloid Sci. **14**, 419-429, 1959, Nr. 4. (Aug.) (Bangalore, India, Inst. Sci., Dep. Inorg. Phys. Chem.) Vier verschiedene Präparate von Natriumhumat zeigten in wässriger Lösung das Verhalten von biegsamen Polyelektrolyten. Die Grenzviskositätszahlen um 0,08 dl/g liegen zwischen denen der typischen Polyelektrolyte und denen der Polyseifen. Aus den Ergebnissen der Viskositätsmessungen läßt sich folgern, daß das Natriumhumat-Molekül oder -Aggregat viele einzelne Bindungen in seiner Struktur besitzt. Die reinste der vier Proben ist nur zu 50% dissoziiert. W. Weber.

11-1159 **R. W. Kilb.** *The effect of simultaneous crosslinking and degradation on the intrinsic viscosity of a polymer.* J. phys. Chem. **63**, 1838-1843, 1959, Nr. 11. (Nov.) (Schenectady, N. Y., Gen. Elect. Res. Lab.) Die Änderung der Grenzviskositätszahl $[\eta]$ wird für einen Prozeß untersucht, bei dem ein Polymer gleichzeitig vernetzt und abgebaut wird, wie es bei Bestrahlung vorkommt. Durch Messung der Änderung von $[\eta]$ kann das relative Verhältnis von Vernetzung und Depolymerisation ermittelt werden. Für eine quantitative Auswertung eignet sich die Methode allerdings nur, wenn das Verhältnis Depolymerisation: Vernetzung bei 1:10 liegt. Die größte Empfindlichkeit in $[\eta]$ wird in Θ -Lösungsmitteln erreicht. Bei einem Silikon, das mit Elektronen bestrahlt wurde und bei dem die Änderung des Molekulargewichtes durch Osmose und Lichtstreuung verfolgt

wurde, wurde das Verhältnis Depolymerisation zu Vernetzung kleiner als 0,5 gefunden.

W. Weber.

11-1160 J. B. Kinsinger and R. E. Hughes. *Intrinsic viscosity-molecular weight relationships for isotactic and atactic polypropylene. I.* J. phys. Chem. **63**, 2002-2007, 1959, Nr. 12. (Dez.) (Philadelphia, Penn., Univ., John Harrison Lab. Chem.) Eine Reihe von Fraktionen von drei Proben ataktischem und isotaktischem (kristallinen) Polypropylen mit Molekulargewichten zwischen $2 \cdot 10^4$ und $6 \cdot 10^5$ wurde viskosimetrisch, durch Osmose und Lichtstreuung untersucht. In guten Lösungsmitteln sind die Konstanten K und a der MARK-HOUWINK-Gleichung für die geometrischen Isomeren gleich. Die Wurzeln aus den Quadraten der mittleren Endabstände wurden bei 125°C in 1-Chlornaphthalin entsprechend der hydrodynamischen Theorie gefunden. Die experimentellen Werte der FLORY-Konstanten Φ stimmen mit denen für andere ataktische Polymere überein. Die zweiten Virialkoeffizienten des osmotischen Druckes beider Polymerarten sind verschieden, was durch Unterschiede in der thermodynamischen Wechselwirkung zwischen Polymer und Lösungsmittel und möglicherweise verschiedene Molekülgrößen erklärt werden kann.

W. Weber.

11-1161 Teikichi Matsugashita and Kenichi Shinohara. *Electron spin resonance studies of the oxygen effect on irradiated polytetrafluoroethylene.* J. chem. Phys. **32**, 954-955, 1960, Nr. 3. (März.) (Tokyo, Jap., Jap. Ass. Radiat. Res. Polym., Tokyo Lab.) Gepulerte Proben von Polytetrafluoräthylen wurden der γ -Strahlung (Dosis $3 \cdot 10^7$ rad) einer 000 Curie Co^{60} -Quelle ausgesetzt. Die Elektronenresonanzspektren wurden vor und nach Behandlung mit Sauerstoff bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Vif. gelangen zu einem Schluß, daß durch O_2 -Anlagerung mindestens zwei Arten von Radikalen entstehen, die sich durch ihre Zerfallszeit und die Temperaturabhängigkeit ihrer Sauerstoffabgabe unterscheiden.

Scheffler.

11-1162 Franz Beér. *Die Festigkeitseigenschaften kreuzweise bewehrter Kunststoffe.* V. D. I.-Z. **101**, 463-468, 1959, Nr. 12. (21. Apr.) (Düsseldorf.)

11-1163 Franz Beér. *Das Verhalten faserstoffverstärkter Kunststoffe bei Biegebeanspruchung.* V. D. I.-Z. **101**, 1045-1050, 1959, Nr. 22. (1. Aug.) (Düsseldorf.) Schön.

11-1164 David M. McCall and Ernest W. Anderson. *Dielectric properties of linear polyimides.* J. chem. Phys. **32**, 237-241, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Murray Hill, N. J., Bell Teleph. ab.) Die Dielektrizitätskonstante und der dielektrische Verlust wurden im Bereich von $00-5 \cdot 10^7$ Hz und bei Temperaturen von $25-150^\circ\text{C}$ bei folgenden Nylons gemessen: 6-6, 6-10, 7-9, 6-9 und 10-10 (eine Zahl bezeichnet eine ω -Aminosäure, von zwei Zahlen gibt die erste die Zahl der C-Atome im Diamin und die zweite in der Dicarbonäure). Beim N-methylierten Derivat des 10-10-Nylon wurden die Messungen bei -20 bis $+60^\circ\text{C}$ ausgeführt. Die dielektrischen Eigenschaften sind durch die amorphen Anteile des Materials bestimmt. Die Gleichstrom-Leitfähigkeit, die im N-methylierten Derivat weit kleiner ist, ist durch die Amid-Protonen bedingt und manifestiert sich auch durch einen Verlust bei niederen Frequenzen über einen MAXWELL-WAGNER-Mechanismus. Bei hohen Frequenzen und erhöhten Temperaturen ist die Dipol-Relaxation der wichtigste Verlustmechanismus.

M. Wiedemann.

11-1165 R. Baeskai and H. A. Pohl. *Stereospecificity and electric polarization in high polymers.* J. Polym. Sci. **42**, 151-157, 1960, Nr. 139. (Jan.) (Princeton, N. J., Univ., Elastomers Lab.) Zwischen Polymeren verschiedener Stereospezifität läßt sich in Analogie zu Diastereomeren mit Hilfe der elektrischen Polarisation unterscheiden. Wegen der hohen Orientierungspolarisation wurde für die Versuche eine verdünnte Lösung von Polymethacrylsäuremethylester in Benzol verwendet; PMMA kann in den verschiedenen Isomeren Formen synthetisiert werden. Die Meßzelle (Volumen 400 ml und Kapazität $80 \mu\text{F}$) bestand hauptsächlich aus Monelmetall und Quarz. Die Messungen wurden bei 1000 Hz mit einer General Radio Kapazitätsmeßbrücke Typ 716 - BS3 bei $(30 \pm 0,05)^\circ\text{C}$ durchgeführt. Für das syndiotaktische Material ergab sich für die Molpolarisation $22 \pm 0,5$ ccm/Mol, für das isotaktische Material $(41 \pm 0,5)$ ccm/Mol, während ataktischer

Polymethacrylsäuremethylester dazwischenliegende Werte aufwies. Die Messungen wurden ergänzt durch Bestimmung der Dichte und Aufnahme des UR-Spektrums.

D. Heinze.

11-1166 **Walter Krauß.** *Siliconharze und ihre Verwendung als hitzebeständige Lack-Bindemittel.* V. D. I.-Z. **101**, 377-382, 1959, Nr. 10. (11. Apr.) (Leverkusen.)

Schön.

11-1167 **G. C. Benson, P. Balk and P. White.** *Contribution of surface distortion to the surface energy of alkali halide crystals.* J. chem. Phys. **31**, 109-115, 1959, Nr. 1. (Juli.) (Ottawa, Can., Nat. Res. Coun., Div. Pure Chem.) Es wird ein Modell verwandt, in welchem die Ionen der ersten Kristallage getrennt verschoben und polarisiert werden können. VAN DER WAALS-Terme wurden in die Potentialfunktion einbezogen, um die Behandlung mit den existierenden klassischen Berechnungen der Oberflächenenergie der unverzerrten Oberfläche verträglich zu machen. Die Konfigurationen der tiefsten Energie und die entsprechenden Oberflächenenergiokorrekturen wurden für alle Alkali-halogenide vom NaCl-Typ mit Ausnahme des LiF berechnet.

Zehler.

11-1168 **W. v. Engelhardt und P. J. Sell.** *Grenzflächenenergie und spezifische Adsorption von Kristallflächen.* Naturwissenschaften **47**, 105, 1960, Nr. 5. (März.) (Tübingen, Univ., Mineralog. Inst.) Am Beispiel des K-Al-Alauns wird gezeigt, daß sich durch Bestimmung des Randwinkels, der sich zwischen zwei nicht mischbaren Phasen auf den verschiedenen Flächen eines Kristalls ausbildet, Unterschiede zwischen den Grenzflächenenergien der einzelnen Kristallflächen sichtbar machen und messen lassen.

Göhre.

11-1169 **S. N. Kaveeshwar and V. G. Vaidya.** *A new method of evaluating ionic parachors.* Z. phys. Chem. **211**, 108-112, 1959, Nr. 1/2. (Juni.) (Indore, India, Holkar Coll., Chem. Lab.) Vff. ermittelten den Parachor einzelner Ionen aus dem geschmolzener Salze und dem Verhältnis der Ionenradien $P_M = P [r_a^3 / (r_a^3 + r_c^3)]$ und $P_X = P [r_a^3 / (r_a^3 + r_c^3)]$. Sie erhalten für Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+ folgende Werte 14,8; 42,4; 57,8 und 82,3 sowie für $\text{Li}^+ = 4,0$, für F^- , Cl^- , Br^- , J^- , NO_3^- , PO_4^{3-} und SO_4^{2-} 54,5; 111,5; 129,8; 164,5; 140,1; 162,6 und 236,3. Die Werte werden teilweise mit denen der entsprechenden Atome verglichen.

M. Wiedemann.

11-1170 **H.-G. Könnecke.** *Über die Koexistenzzeit von Flüssigkeitstropfen an Phasengrenzflächen.* Z. phys. Chem. **211**, 208-225, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Leipzig, Inst. Verfahrenstechn. org. Chem.) Die Koexistenzzeit von Tropfen aus Kohlenwasserstoffen konstanter Größe (Benzol oder Hexan) an der Phasengrenze Kohlenwasserstoff-Glykol (Mono-, Di- und Triglykol) wurde bestimmt. Für die Zeit t , innerhalb derer ein bestimmter Anteil R der Tropfen noch nicht von der Grenzfläche sich löst gilt: $R = 100 e^{-ct^n/M}$, die Abhängigkeit der Konstanten c und n vom System und von der Temperatur (20, 40 oder 60°C) wurde untersucht. Auch das tertiäre System Glykol-Hexan-Benzol wurde geprüft, es ergeben sich Koexistenzzeiten zwischen 1,8 und 25 sec. Die Stärke des Flüssigkeitsfilms an der Phasengrenze zur Zeit der maximalen Tropfenstabilität wurde zu 1,8 bis $2,4 \cdot 10^{-4}$ cm bestimmt.

M. Wiedemann.

11-1171 **G. Metzger.** *Oberflächenspannungsmessungen. VII. Über die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung von Kupfer und die Oberflächenspannung von schmelzflüssigen Silber-Blei-, Silber-Wismut- und Kupfer-Blei-Legierungen.* Z. phys. Chem. **211**, 1-25, 1959, Nr. 1/2. (Juni.) (Berlin, Humboldt-Univ., Phys.-Chem. Inst.)

11-1172 **G. Passoth.** *Über den Jones-Ray-Effekt und die Oberflächenspannung verdünnter Elektrolytlösungen.* Z. phys. Chem. **211**, 129-147, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Bonn.)

Schön.

11-1173 **T. W. Hickmott.** *Interaction of hydrogen with tungsten.* J. chem. Phys. **32**, 810-823, 1960, Nr. 3. (März.) (Schenectady, N. Y., Gen. Electr. Res. Lab.) Unter Hochvakuum wurde mittels eines Ionen-Resonanz-Massenspektrometers die Chemisorptionsrate von Wasserstoff an einem Wolfram-Draht, die Verdampfungsrate für H-Atome und H_2 -Moleküle und die Adsorptionsisothermen bestimmt. Bei der Chemisorption bei 77°K können auch noch bei $2,5 \cdot 10^{-9}$ Torr zwei Bindungszustände

unterschieden werden: β , fest gebundene Atome mit einer Haftwahrscheinlichkeit von 0,1 bei 77°K und α , der bei 77°K 8—10% ausmacht, besetzt wird, ehe β gesättigt ist. An der oberen Grenze der atomaren Schicht gebundenen H_2 -Molekülen entspricht. Oberhalb 600°K sind die Adatome frei beweglich nach Art eines zweidimensionalen Gases und die Verdampfungsgeschwindigkeit für H_2 ist $v_m = (5 \cdot 10^{-3}) n^2 \exp(-31000/RT)$ Moleküle/cm²sec mit n = Besetzungsgrad. Beim Gleichgewicht gilt für die Adsorption im β -Zustand die Isotherme $n = n_i + c \cdot \log p_{H_2}$ im Bereich 273—373°K. Für $n = 600 \cdot 10^{12}$ Moleküle/cm² wurde eine isosterische Wärme von 15 kcal/Mol gefunden. Bei Erhitzung auf über 1100°K wird H aus H_2 gebildet und verdampft mit $v_A = (2,2 \cdot 10^{13}) n \exp(-67000/RT)$ /cm²sec. Für Drucke unter 10^{-7} Torr und Temperaturen über 475°K wird ein Bruchteil 0,05 der auftreffenden Moleküle am Faden dissoziiert.

M. Wiedemann.

I-1174 Gert Ehrlich and F. G. Hudda. *Surface migration of nitrogen on tungsten.* J. chem. Phys. **32**, 942—943, 1960, Nr. 3. (März.) (Schenectady, N. Y., Gen. Elec. Res. Lab.) Bei verschiedenen Temperaturen zwischen 20 und 650°K wurde das Verhalten von Stickstoff auf Wolfram mittels des Emissionsmikroskops untersucht. Für die Diffusionen über die einzelnen Ebenen und in den einzelnen Adsorptionsschichten wurden die Aktivierungsenergien bestimmt. Sie liegen zwischen 1,2 und 35 kcal/Mol. Die Aktivierungsenergie für die Desorption von N-Atomen von W ergab sich zu 153 kcal/Mol.

M. Wiedemann.

I-1175 S. Yamaguchi. *Elektronenbeugung am Nickelkatalysator.* Z. phys. Chem. **211**, 58—360, 1959, Nr. 5/6. (Sept.) (Kanifushi, Tokyo, Jap., Inst. Phys. Chem. Res.)

Schön.

I-1176 S. Yamaguchi. *Zur Messung der Magnetisierung dünner Filme.* Z. phys. Chem. **211**, 354—357, 1959, Nr. 5/6. (Sept.) (Kanifushi, Tokyo, Jap., Inst. Phys. Chem. Res.) Die LORENTZ-Kraft bewirkt, daß die Beugung von Elektronen an dünnen ferromagnetischen Filmen (etwa 10 μ) ein gegenüber unmagnetischen Filmen exzentrisches Beugungsbild liefert. Die exzentrische Verschiebung ist ein Maß für die Magnetisierung des ferromagnetischen Films. Im vorliegenden Fall wurde einmal ein Beugungsbild eines Goldfilms und daran anschließend (auf die gleiche Fotoplatte) das Beugungsbild eines Nickelfilms aufgenommen. Die Verschiebung lag in der Größenordnung von 0,1 cm ($\lambda = 0,0327$ Å); daraus läßt sich eine Magnetisierung von etwa 7000 G berechnen. Die Elektronen wurden durch ein Loch von 0,05 mm eingestrahlt; solche Löcher sind häufig in diesen elektrolytisch niedergeschlagenen Filmen zu finden. Gengnagel.

I-1177 R. E. Salomon, W. M. Graven and G. B. Adams jr. *Ultraviolet absorption spectra of anodic zirconium oxide films.* J. chem. Phys. **32**, 310—311, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Eugene, Oregon, Univ., Dep. Chem.) Durch anodische Oxydation werden auf Zr-Folien dünne Schichten von ZrO_2 erzeugt und durch Weglösen des Trägermetalls freitragend gemacht. Gemessen wird im Wellenlängenbereich von 2000 bis 7000 Å die optische Absorption; die kurzwellige Absorptionsgrenze wird bei 2500 Å gefunden.

H. Mayer.

I-1178 John T. Clarke and Ralph Gorden jr. *Thermal conductivity of condensed films. Methane.* J. chem. Phys. **32**, 705—707, 1960, Nr. 3. (März.) (Washington, D. C., Nat. Bur. Stand.) An festen Filmen aus Methan von 0,015 bis 0,075 cm Dicke wurde bei 85°K die Wärmeleitfähigkeit gemessen. Hierzu wurde aus dem Gleichgewichtsdampfdruck die Unahme der Oberflächentemperatur bei wachsender Dicke ermittelt, wenn eine bekannte, elektrisch gemessene Wärmemenge über den Film floß. Die Filmdicke wurde aus dem Gewicht des kondensierten Gases berechnet. Es ergab sich eine Wärmeleitfähigkeit von $3,5 \cdot 10^{-3}$ Watt/cm°K. Bei Kr lieferten vorläufige Messungen $2 \cdot 10^{-3}$ Watt/cm°K, bei O_2 führten sie zu keinem Ergebnis.

M. Wiedemann

I-1179 S. A. Francis and A. H. Ellison. *Infrared spectra of monolayers on metal mirrors.* J. opt. Soc. Amer. **49**, 131—138, 1959, Nr. 2. (Febr.) (Beacon, N. Y., Texaco Res. Center.) Die Ultrarotspektren von auf Metallspiegel aufgebrachten Filmen, deren Dicke bei einem der wenigen Moleküldurchmessern liegen, wurden mit Hilfe eines umgebauten Doppelstrahl-Spektrophotometers aufgenommen. Sie geben Aufschluß über die Zusammensetzung des Films und seine Orientierung auf der Metalloberfläche. Die Spektren von

BLODGETT-Filmen von Metallstearaten zeigen Unterschiede in Lage und Intensität der Banden zwischen monomolekularen und dickeren Filmen. Die Verschiebungen der Banden werden mit Wechselwirkungen zwischen Carboxylat-Ionen in den dickeren, bzw. dem Fehlen solcher Wechselwirkungen in den monomolekularen Schichten in Verbindung gebracht. Die Intensitätsunterschiede konnten nicht gedeutet werden.

Klier.

11-1180 J. W. Matthews. *A study of growth defects in face-centred cubic metal foils prepared by evaporation.* Phil. Mag. (8) 4, 1017—1029, 1959, Nr. 45. (Sept.) (Johannesburg, Univ. Witwatersrand.) Auf frische (001)-NaCl-Spaltflächen werden bei weniger als 10^{-7} (Torr) Cu-, Ag- und Au-Folien von 400 bis 1000 Å Dicke aufgedampft, in Wasser abgelöst und elektronenmikroskopisch untersucht. Bei Aufdampfgeschwindigkeiten über 100 Å/sec entstehen Einkristallfolien mit der (001)-Fläche parallel zur Trägeroberfläche. Langsameres Aufdampfen ergibt polykristalline Folien mit bevorzugter (001)-Orientierung. An Hand von Mikroaufnahmen werden die gefundenen Defektstrukturen (ca. 10^{10} pro cm^2) und ihre Entstehung beim Zusammenwachsen der Metallkeime während des Aufdampfens eingehend diskutiert.

Göhre.

11-1181 C. Weaver and P. Benjamin. *Errors in the measurement of film thickness by multiple-beam interferometry.* Nature, Lond. 182, 1149—1150, 1958, Nr. 4643. (25. Okt.) (Glasgow, Royal Coll. Sci. Technol., Dep. Nat. Phil.)

G. David Scott. *Substrate damage in film thickness measurement by beam interferometry.* Ebenda 184, 354—355, 1959, Nr. 4683. (1. Aug.) (Toronto, Canada, Univ., Dep. Phys.) Bei der Herstellung einer Metall-Stufe, deren Schichtdicke gemessen werden soll, wird bisweilen die Stufe durch Beseitigung der Metallschicht mittels eines Stichels mit einem Spitz-Radius von 3 µm hergestellt (SCOTT, McLAUCHLAN and SENNETT Ber. 30, 363, 1951). Es wird experimentell der Einfluß der Belastung des Stichels während der Stufenherzeugung auf die scheinbare Schichtdickengröße für verschiedene Metalle nachgewiesen. Der zweite Aufsatz beantwortet den Einwand gegen die beanstandete Stufenherstellung für die Schichtdickenmessung dahin, daß bei Benutzung von weicherem Stichelmaterial (Nähnadel) gegenüber der härteren Grammophionnadel Fehler bei der Schichtdickenmessung, die durch Zerstörung der Glasunterlage beim Beseitigen selbst stärker haftenden Metalls wie Chrom entstehen, aus dem Interferenzbild heraus leicht erkannt und damit vermieden werden können.

Dühmke

11-1182 J. P. David. *Remarques sur certaines propriétés optiques et sur la structure des couches minces d'argent.* J. Phys. Radium 21, 157—164, 1960, Nr. 3. (März.) (Alger, Fac. Sci.) Vf. untersucht durch Messungen im Vakuum an Silberaufdampfschichten den Einfluß der Herstellungsbedingungen auf die optischen Eigenschaften im sichtbaren Spektralbereich. Es werden vier Aufdampfverfahren angegeben. Die durch sukzessive Bedampfung hergestellten Schichten zeigen für große Massendicke geringeres Reflexionsvermögen als die in einem Zuge aufgedampften Schichten. Das Minimum und Maximum der Durchlässigkeitskurve für kurze Wellenlängen kommt nicht zur Ausbildung. In einem theoretischen Teil werden Strukturmodelle diskutiert.

H. Böhme.

11-1183 R. Philip. *Influence de la vitesse de formation de couches minces d'argent obtenues par évaporation thermique, sur leurs facteurs de transmission et de réflexion.* J. Phys. Radium 21, 165—168, 1960, Nr. 3. (März.) (Marseille, Fac. Sci., Lab. Phys. Gén.) Messungen des Vf. an aufgedampften Goldschichten (Ber. Nr. 3—1073) hatten ergeben, daß die optischen Eigenschaften von der Aufdampfgeschwindigkeit abhängen. Die Untersuchungen werden nun an Silberschichten fortgeführt und dazu für diskrete Wellenlängen im Ultravioletten, Sichtbaren und nahen Ultrarot die Kurven für R, R' und T als Funktion der Massendicke für sehr unterschiedliche Aufdampfgeschwindigkeiten (0,5 und 50 µm/min) aufgenommen. Aus R, R' und T werden A und A' berechnet. Die für Silberschichten erhaltenen Ergebnisse entsprechen im wesentlichen den Messungen an Goldschichten.

H. Böhme.

11-1184 A. I. Golowaschkin, G. P. Motulewitsch und A. A. Schubin. *Bestimmung der Mikrogrößen des Aluminiums aus Messungen der optischen Konstanten und der spezifischen Leitfähigkeit.* Sh. exp. teor. Fis. 38, 51—55, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) In Fort-

ührung früherer Arbeiten (J. exp. theor. Phys. **34**, 757, 1958; zusammenfassender Bericht in Fortschr. Phys. **3**, 309, 1955) wurden die optischen Konstanten im Gebiet von $0,8-9 \mu$ bei Zimmertemperatur nach einer früher entwickelten Polarisationsmethode, bei Stickstofftemperaturen in einer neu entwickelten Apparatur gemessen. Die Al-Schichten (Reinheit 99,99%) wurden im Vakuum aus einer Wolframspirale auf polierte Glasflächen aufgedampft. Durch verschiedene Wahl der Aufdampfbedingungen erhält man zwei verschiedene Typen von Schichten mit Leitfähigkeits- und Dichtewerten von $6 \cdot 10^{17}$ CGS und $2,0 \text{ g/cm}^3$ bzw. $2,2 \cdot 10^{17}$ CGS und $2,4 \text{ g/cm}^3$ gegen $3,1 \cdot 10^{17}$ CGS und $2,7 \text{ g/cm}^3$ beim massiven Metall. Die Abnahme von σ_0 und ρ geht Hand in Hand mit einer Abnahme von α und einer Zunahme von n ($n - ix$ komplexer Brechungsindex); die Änderung von n ist erheblich, die von α unbedeutend. Die Meßergebnisse werden nach der Theorie von GINSBURG-MOTOLEWITSCH ausgewertet, die auf einer quantenmechanischen kinetischen Gleichung mit Berücksichtigung der Stöße der Elektronen untereinander beruht. Es ergeben sich die Leitungselektronenkonzentration, die Geschwindigkeit an der FERMI-Fläche und die Stoßzahl für die Elektronenstöße. Dabei ergeben sich für 295 bzw. 78°K folgende Werte: Leitungselektronenkonzentration $7,4$ bzw. $7,1 \cdot 10^{22}$; deren Verhältnis zur Konzentration der Aluminiumatome $1,3$ bzw. $1,3$; klassische Stoßfrequenz zwischen den Elektronen für $\hbar\omega \ll kT$: $3,8$ bzw. $0,19 \cdot 10^{12}$; klassische Frequenz der Elektron-Phonon-Stöße: $6,3$ bzw. $1,2 \cdot 10^{13}$; Frequenz der Elektron-Phonon-Stöße im nahen UR $7,7$, bzw. $3,9 \cdot 10^{13}$; Frequenz der Elektron-Fremdtom-Stöße: $1,3$ bzw. $1,3 \cdot 10^{13}$; Elektronengeschwindigkeit an der FERMI-Grenze: $,8$ bzw. $2,5 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$.

Vogel.

1-1185 A. N. Tekuscheff. Über Absorption und Dispersion durch dünne Goldschichten. Opt. i Spektrosk. **7**, 93–96, 1959, Nr. 1. (Orig. russ.) Für mit Hilfe von Kathodenzerstäubung auf Glas erzeugte Schichten metallischen Goldes von 500 , 115 und 50 \AA Dicke werden durch Bestimmung der Elliptizität des gestreuten Lichtes Dispersions- und Absorptionskurven mit zwei anomalen Gebieten im sichtbaren Spektrum ermittelt. Ergebnisse über die Mikrostruktur dieser dünnen Schichten werden angeführt.

v. Keussler.

1-1186 Yuzi Gomi, Yuzo Odani and Makoto Sugihara. Domain patterns on thin films of permivar. J. phys. Soc. Japan **15**, 533–554, 1960, Nr. 3. (März.) (Tokyo, Nippon Telegr. Tel., Public Corp., Elect. Commun. Lab.) Bei 10^{-5} Torr hergestellte Perminvar-Aufdampfschichten zwischen 300 und 2000 \AA werden mit der BITTER-Methode untersucht. Nach einer Entmagnetisierung im Wechselfeld orientieren sich die Bereiche in Richtung des Wechselfeldes und erreichen maximale Größe, wenn diese Richtung mit der durch den streifenden Einfall des Atomstrahles bedingten magnetischen Vorzugsrichtung übereinstimmt. Durch Aufdampfen im Magnetfeld ließ sich dagegen keine Vorzugsrichtung herstellen. Durch ein Gleichfeld, das etwas kleiner als die Koerzitivkraft ist, werden die Bereiche durch Parallelwände unterteilt, deren Richtung mit der Feldrichtung übereinstimmt.

Stünkel.

1-1187 Yuzi Gomi and Yuzo Odani. Chain wall in permalloy thin films. J. phys. Soc. Japan **15**, 535, 1960, Nr. 3. (März.) (Tokyo, Nippon Telegr. Tel. Public Corp., Elect. Commun. Lab.) An Permalloy-Aufdampfschichten werden mit der BITTER-Technik die Form der Bereichswände untersucht. Neben der „Cross-tie-“Struktur, die durch aufwändig oder gegeneinander versetzt sein kann, existieren Wände mit kettenbogenförmigen Strukturen, die durch anisotrope innere Spannungen entlang von Oberflächenketzern erklärt werden. Es wird ein Modell für die Verteilung der Magnetisierungsrichtungen in der Wand für den Fall der versetzten Kettenbogen- und Cross-tie-Strukturen, die bei Wänden zwischen parallel orientierten Bereichen auftreten, angegeben.

Stünkel.

1-1188 Masayuki Nakagaki and Wilfried Heller. Theoretical investigations in the light scattering of colloidal spheres. VIII. Angular location of intensity maxima and minima in the radiation diagram of colloidal spheres. J. chem. Phys. **32**, 835–842, 1960, Nr. 3. (März.) (Detroit, Mich., Univ., Dep. Chem.) Für nichtabsorbierende sphärische Kolloidteilchen wird für Werte von $(m - 1) \rightarrow 0$, ferner für $m = 1,05; 1,10; 1,15; 1,20, 125$ und 300 die Winkelposition der Streumaxima und Minima ermittelt. Die Ermittlung der

Teilchengrößen aus diesen Daten wird hinsichtlich Exaktheit und Genauigkeit diskutiert und der für einen gegebenen Abstand notwendige Winkelbereich angegeben. Monochromatisches wie weißes Licht werden erörtert.

M. Wiedemann.

11-1189 William T. Foreman. *Streaming birefringence and optical relaxation time of vanadium pentoxide sols.* J. chem. Phys. **32**, 277-284, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Cambridge, Mass., Baird-Atomic.) V_2O_5 -Sole zeigten ein Maximum der Durchlässigkeit bei 6800 Å und waren bei längeren wie kürzeren Wellenlängen nahezu undurchlässig. Die Viskosität lag zwischen 0,01 und 0,0125 Poise. Im Konzentrationsbereich 0,1-0,01 Volumenprozent wurden in einer Anordnung, wo Scherung zwischen koaxialen Zylindern stattfand, die MAXWELL-Konstante und die optische Relaxationszeit bestimmt. Beide sind exponentielle Funktionen der Konzentration. Es wurden die Wellenlängen 5461 und 6000-6800 Å verwendet. Die MAXWELL-Konstante lag bei frischen Solen zwischen $1,5 \cdot 10^{-2}$ und $4,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{dyn}$, bei gealterten (29 Tage) zwischen $8,0 \cdot 10^{-2}$ und $2,9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{dyn}$. Der Ausdruck für die Rotationsdiffusions-Konstante wird für höhere Konzentrationen umgeformt. In konzentrierten Solen scheint die Teilchengröße wenig von der in verdünnten zu differieren, jedoch steigt die Zahl der Teilchen linear und die Wechselwirkung exponentiell mit der Konzentration an.

M. Wiedemann.

11-1190 A. Packter. *Studies of slow coagulation and structure formation in concentrated (anisotropic particle) sols. Part I. The factors that determine the stability. Surface potential and rates of gelation of thixotropic insoluble metal salt sols.* Z. phys. Chem. **211**, 40-51, 1959, Nr. 1/2. (Juni.) (Cannons Park, Middles., Engl.)

Schön.

XI. Geophysik

11-1191 O. I. Leipunski. *Ein möglicher magnetischer Effekt bei Kernwaffenexplosionen in großen Höhen.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 302-304, 1960, Nr. 1. (Orig. russ.) VI. betrachtet eine Kernexplosion in einer Höhe, wo die Explosionsprodukte sich praktisch im Vakuum ausdehnen, wie die amerikanischen „Argusversuche“. Die Ausdehnung des entstandenen Plasmas im Erdmagnetfeld dauert so lange, bis der kinetische Druck auf den Wert des magnetischen abgesunken ist. Die Feldverminderung in der diamagnetischen Wolke kann durch einen effektiven entgegengerichteten Dipol dargestellt werden; dieser Dipol erzeugt auch in großen Abständen vom Zentrum magnetische Stürme. Außerdem werden vor allem magnetische Störungen untersucht, die auf der Translation des Plasmas in der magnetischen Falle längs der Erdfeldlinien über weite Strecken beruhen. Am nächsten kommt das Plasma der Erdoberfläche in den magnetisch konjugierten Punkten oder an den Enden der Falle; in diesen Umkehrpunkten nimmt die Plasmadichte zu. In den Epizentren dieser Punkte verstärken sich also die magnetischen Störungen. Bei einer Explosion in der Höhe h mit der Energie W ergibt sich eine magnetische Störungsamplitude von $10^{-26} W(1 + R/h)^3$ (R Erdradius); für „Argus“ ergeben sich so 10^{-3} Oe. Diese Störungsfront wächst in der Ausdehnungszeit des Plasmas mit der Masse Q auf ihr Endvolumen V an: $\tau \approx Q^{1/2}/H^{2/3}W^{1/6}s$; die Frequenz der magneto-hydrodynamischen Schwingungen, die bei dieser Ausdehnung entstehen, ist $\nu = r/4c \approx 1/4\tau$ ($c = H/V^{1/4}\pi Q/V$ magnetische Schallgeschwindigkeit, $r = (3V/4\pi)^{1/3}$ charakteristischer Radius des Plasmas, $V \approx 4\pi W/H^2$). τ hängt also wenig von der Explosionsenergie ab und steigt mit zunehmender Höhe. „Argus“: $\tau \approx 0,5$ s, $\nu \approx 1/2$ s⁻¹, für $h = 6000$ bzw. 60000 km wird $\tau = 2$ bzw. 50 s. Der Effekt ist stärker als der geladener Teilchen aus der Sonne, denn diese werden im Erdfeld vorher stark gebremst. Außerdem können magneto-akustische Schwingungen in der Ionosphäre erregt werden, die sich langsamer fortpflanzen. Die beim „Argus“-Experiment beobachteten periodischen Störungen mit 1 bis 2 s Periode entsprechen gut den Abschätzungen des Vf.; die beobachtete Amplitude ist eine Größenordnung kleiner als die abgeschätzte, obwohl der Frequenzgang der Meßgeräte daran Schuld sein kann.

Vogel.

I-1192 **Herbert Heinrich Brömer.** *Untersuchung des „Auroral Afterglow“ und seiner Präparationsstadien. III. Das Abklingen des „Auroral Afterglow“.* Z. Phys. **158**, 133—141, 1960, Nr. 2. (18. Febr.) (Braunschweig, T. H., Phys. Inst.) Der Intensitätsabfall von negativen Banden des $N_2^- (B^2\Sigma_u^- - X^2\Sigma_g^+)$ und von Banden der 1. positiven Gruppe des $N_2 (B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$ im auroral afterglow wurde gemessen. Für den Intensitätsabfall der ersten wird eine Deutung vorgeschlagen, die auf Grund der Meßkurven möglich erscheint. Sie besagt, daß der Abfall zu Beginn des Nachleuchtens, bei hohen Ionenrichten, durch die Rekombination von N_2^- -Ionen mit Elektronen bestimmt wird, während gegen Ende des Nachleuchtens, nach einem Übergangsstadium, die ambipolare Diffusion der Ladungsträger zur Wand die Zeitabhängigkeit bestimmt. Aus den Messungen wird ein Wert für den ambipolaren Diffusionskoeffizienten in Stickstoff abgeleitet, der durch die Relation $D_a \cdot p \approx 124 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ · Torr gegeben ist. Die Temperatur der Ladungsträger wurde auf 313°K geschätzt. Der Intensitätsabfall der Banden der 1. positiven Gruppe im Nachleuchten scheint in der Hauptsache durch die Diffusion metastabiler Teilchen zur Wand bestimmt zu sein. **Brömer.**

I-1193 **V. I. Moroz.** *The infrared spectrum of the night sky to 3.4μ .* Astr. Sh., Moskau **7**, 123—130, 1960, Nr. 1. (Orig. russ. m. engl. Zfg.) Mit einem lichtstarken Gitterspektrometer und einer Bleisulfidphotozelle als Empfänger konnte die spektrale Emission des Nachthimmels über den bisher untersuchten Bereich ($\lambda < 2 \mu\text{m}$) hinaus bis etwa $3.4 \mu\text{m}$ gemessen werden. Das Spektrum zwischen 2.6 und $3.4 \mu\text{m}$ entspricht der thermischen Emission der Troposphäre; eine scharfe Bandenstruktur bei 3.2μ kann als Umkehrung des Absorptionsspektrums des Wasserdampfes in der Troposphäre identifiziert werden. Die verschiedenen aufgefundenen OH-Banden werden zugeordnet und in ihren relativen Intensitäten mit den theoretischen Erwartungen verglichen (nach fg.). **Leo.**

I-1194 **Torsten Magnusson.** *Ungesteuerte Kernprozesse.* V. D. I.-Z. **101**, 393—396, 1959, Nr. 10. (1. Apr.) (Stockholm.) **Schön.**

I-1195 **M. S. Kisielewa, B. S. Neporent und W. A. Fursenkoff.** *Spektroskopische Bestimmung der Luftfeuchtigkeit in höheren Atmosphärenschichten.* Opt. i Spektrosk. **6**, 101—803, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Mit Hilfe eines Gitterspektralphotometers wurde an Hand der Absorptionsstärke der Wasserbanden 1.4 , 1.9 und 2.6μ der Wasserdampfgehalt in Höhen von 3 bis 11 km bestimmt. Das Gerät wurde von einem Ballon hochgebracht, sodann automatisch an einem Fallschirm fallengelassen. **v. Keussler.**

V. E. Knowles Middleton. *Random reflections on the history of atmospheric optics.* J. opt. Soc. Amer. **50**, 97—100, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Ottawa, Ont., Can., Nat. Res. Coun.) **Schön.**

XII. Biophysik

I-1196 **R. Havemann und W. Haberditzl.** *Zur Magnetochemie von Trockensubstanzen des roten Blutfarbstoffs.* Z. phys. Chem. **210**, 267—283, 1959, Nr. 5/6. (Mai.) (Berlin, Humboldt-Univ., Inst. Phys. Chem.)

I-1197 **R. Havemann, H. Schiller und R. Ackermann.** *Die Wechselwirkung zwischen prosthetischer Gruppe und Proteinkomponente im Methämoglobin. III. Das Dissoziations-Gleichgewicht des Methämoglobinzyanats.* Z. phys. Chem. **211**, 226—230, 1959, Nr. 3/4. (Aug.) (Berlin, Humboldt-Univ., Phys.-Chem. Inst.)

I-1198 **W. Caro.** *Das Verhalten von Hämoglobin und seinen Derivaten in organischen Lösungsmitteln. 3. Mitteilung. Über die Klasse der Kathämoglobine.* Z. phys. Chem. **210**, 293—324, 1959, Nr. 5/6. (Mai.) (Berlin, Humboldt-Univ., Phys.-Chem. Inst.) **Schön.**

11-1199 **Michael G. Rossmann.** *The accurate determination of the position and shape of heavy-atom replacement groups in proteins.* Acta cryst. **13**, 221-226, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Med. Res. Coun. Unit Molec. Biol.)

11-1200 **B. Dayal and S. C. Mathur.** *Structure of morellin.* Acta cryst. **13**, 269, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Banaras, India, Hindu Univ., Dep. Phys.)

11-1201 **R. F. Steiner.** *Hydrogen ion titration curve of a polynucleotide capable of undergoing a helix-coil transition.* J. chem. Phys. **32**, 215-221, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Bethesda, Maryland, Naval Med. Res. Inst.)

11-1202 **Hans Schneider.** *Strahlungsmeßgeräte.* V. D. I.-Z. **101**, 967-974, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Gießen, Univ., Phys. Inst.) Schön.

11-1203 **Georg Tisljar-Lentulis.** *Über die Bestrahlung des zentralen Nervensystems von Ratten mit 900-MeV-Alpha-Teilchen des 184-Zoll-Zyklotrons in Berkeley, Kalifornien.* Acta phys. austr. **13**, 318-320, 1960, Nr. 2. Störungen durch die Modulation des Zyklotrons (63 Hz) und durch das Magnettfeld, das im Bestrahlungsraum immer noch 25 Gauß beträgt. Die Reichweite der 900-MeV- α -Teilchen im Körper beträgt über 30 cm. Intensität 500-3000 rad/min. Bestrahlung des ganzen Gehirns bis zum Tode der Versuchstiere (in Narkose!): die encephalographisch registrierten Wellen hören bei etwa 100000 rad auf, nach weiteren 10-20000 hört die Atmung auf, nach weiteren 10 bis 20000 rad tritt der Tod ein. Bandow.

11-1204 **Konrad Brezina.** *Strahlenschäden und Strahlenschutz in der Röntgenologie.* Röntgen- u. Lab. Praxis **13**, R 32-R 37, 1960, Nr. 3. (März.) (Wien.) V. Weidemann.

XIII. Werkstoffe

11-1205 **Christof Rohrbach und Norbert Czaika.** *Das Kriechen von Dehnungsmeßstreifen als rheologisches Problem.* Materialprüfung (P) **2**, 98-105, 1960, Nr. 3. (20. März.) (Berlin-Dahlem, Bundesanst. Materialprüf.) Es wird eine dauerstandfeste Vorrichtung beschrieben, die das Messen des Kriechens von Dehnungsmeßstreifen ermöglicht, wobei die erzeugte Dehnung örtlich und zeitlich konstant sein muß. Ferner wird eine Apparatur zum Messen der Temperaturabhängigkeit des E-Moduls von Kunststoffen erklärt. — Als Ursache für das Kriechen der Dehnungsmeßstreifen wird angenommen, daß Kleber und Träger unter der Rückstellkraft des gespannten Drahtes nachgeben. Ferner wurde ein Zeit-Temperatur-Kriech-Diagramm für den Meßstreifentyp PR 9210 aufgestellt, dem man sämtliche Zeit-Temperatur-Kombinationen entnehmen kann. Das Kriechen übersteigt dafür aber nicht einen bestimmten Wert. Wenn die Temperatur nicht zu hoch ist und die Summe aus Belastungs- und Kriechdehnung gegenüber dem Kriechen anderer Materiale vernachlässigbar klein ist, kann dies auch mit Dehnungsmeßstreifen gemessen werden. Wolfg. Hoffmann.

11-1206 **Georg U. Oppel.** *Unmittelbar anzeigenbare polarisationsoptische Meßelemente für die Dehnungs- und Spannungsanalyse an Bauteilen.* V. D. I.-Z. **101**, 809-816, 1959, Nr. 20. (11. Juli.) (University Park, Py.)

11-1207 **Gerhard Jacoby.** *Die Werkprüfmaschinen.* V. D. I.-Z. **101**, 917-924, 1959, Nr. 21. (21. Juli.) (Hannover.) Schön.

11-1208 **F. Gabler und W. Wurz.** *Hochtemperaturmikroskopie.* Metall **13**, 819-823, 1959, Nr. 9. (Sept.) (Wien.) Es wird ein evakuierbares Heizgerät für Metallmikroskop beschrieben, das Beobachtungen von Schlitzen, Sintergut usw. bei vorgegebenem Heizprogramm bis zu Temperaturen von 1600°C ermöglicht. Als Anwendungsbeispiele werden mikrophotographische Bildreihen wiedergegeben, die das Kornwachstum von Kupfer

α - γ - δ -Umwandlung und den Erstarrungsvorgang bei Eisen, sowie die α - β -Umwandlung von Zirkon zeigen.

Häsing.

1209 **J. W. Podmoschenski und W. M. Schelemina.** *Bestimmung der Absorption von Analysen-Spektrallinien des Bogens und des Funkens*, Opt. i Spektrosk. **6**, 813—815, 9, Nr. 6. (Orig. russ.) Durch Absorptionsversuche in der Flamme des Bogens wurde Abhängigkeit der Neigung der Wachstumskurve von der Metallkonzentration für die Ionen 3414,77 Å (NiI), 2677,16 Å (CrII) und 2881,58 Å (SiI) bestimmt.

v. Keussler.

1210 **Albert Kochendörfer.** *Die Festigkeits- und Formänderungseigenschaften der Metalle bei tiefen Temperaturen*, Z. Metallk. **51**, 73—80, 1960, Nr. 2. (Febr.) (Düsseldorf, Max-Planck-Inst.) Es wird ein kritischer Überblick über das mechanische Verhalten Metalle bei tiefen Temperaturen gegeben. Die zusammengetragenen Meßergebnisse werden soweit als möglich an Hand der bei Einkristallen gewonnenen Ergebnisse interpretiert. Im einzelnen werden behandelt: Temperaturabhängigkeit von Fließgrenze, Brüheigenschaften und Formänderungsvermögen der Metalle bei tiefen Temperaturen — Brüheigenschaften des Spannungszustandes gekerbter Proben — Sprödbruch — Alterungs- und Kerbschlagfestigkeit — Werkstoffverhalten in Bauteilen — Spannungszustand und Wechselwirkung.

Hahlbohm.

1211 **J. W. Corbett, R. B. Smith and R. M. Walker.** *Recovery of electron-irradiated copper. I. Close pair recovery*, Phys. Rev. (2) **114**, 1452—1459, 1959, Nr. 6. (15. Juni.) (Hoboken, N. J., Gen. Electr. Res. Lab.) Die Erholung von physikalischen Veränderungen, die durch Strahlung, Kaltbearbeitung oder Abschrecken hervorgerufen werden, verlaufen qualitativ ähnlich, und man nimmt daher an, daß in allen Fällen gemeinsame Erholungsprozesse vorliegen. Üblicherweise werden diese in fünf Stufen unterteilt, entsprechend den Temperaturen, bei denen sie auftreten. Viele Schichten vor, Stufe I (14—65°K) in mindestens fünf Unterstufen I_A bis I_E zu unterteilen. In der liegenden Arbeit werden die Stufen I_A bis I_C untersucht. Sie sind charakteristisch für die Rekombination von „dichten Paaren“, das heißt Zwischengitter-Leerstellenpaaren mit solch kurzem Abstand, daß sie auf Grund ihrer gegenseitigen Wechselwirkung aktiv ein gebundenes System darstellen. Für die Aktivierungsenergien ergibt sich im einzelnen: $E_A = (0,05 \pm 0,01)$ eV; $E_B = (0,085 \pm 0,01)$ eV; $E_C = (0,095 \pm 0,01)$ eV.

Zehler.

1212 **J. W. Corbett, R. B. Smith and R. M. Walker.** *Recovery of electron-irradiated copper. II. Interstitial migration*, Phys. Rev. (2) **114**, 1460—1472, 1959, Nr. 6. (15. Juni.) (Hoboken, N. J., Gen. Electr. Res. Lab.) Es werden die Unterstufen I_D und I_E behandelt. Hier wird die Erholung durch freie Diffusion eines Defektes bewirkt, vornehmlich eines Zwischengitteratoms mit einer Aktivierungsenergie von $(0,12 \pm 0,005)$ eV.

Zehler.

1213 **W. Giriat and Z. Dziuba.** *Automatic device for zone refining of metals and semiconductors*, Acta phys. polon. **18**, 589—592, 1959, Nr. 6. (Warsaw, Acad. Sci., Inst. Phys.)

V. Weidemann

1214 **Helmut P. Weitzer und Hubert Hauttmann.** *Der LD-Stahl, seine Herstellung und seine Eigenschaften*, V. D. I.-Z. **101**, 514—520, 1959, Nr. 13. (1. Mai.) (Linz/Donau.)

1215 **Albert Stähler und Walter Klempf.** *Die Bildung des Zementits beim Härteten von Stahl*, V. D. I.-Z. **101**, 757—759, 1959, Nr. 18. (21. Juni.) (Hagen; Essen.)

V. Weidemann

1216 **Adalbert Wittmoser.** *Eisen-Kohlenstoff-Gußwerkstoffe*, V. D. I.-Z. **101**, 817 bis 821, 1959, Nr. 20. (11. Juli.) (Gelsenkirchen)

1217 **P. Wynblatt und A. Taub.** *Reagent for rapid microscopic carbide detection in ferritic stainless steels*, Bull. Res. Coun. Isr. **70**, 11—14, 1959, Nr. 1. (Apr.) (Haifa, Isr. Technol., Dep. Metallurg.)

Schön.

11-1218 **G. Saur.** *Betrachtungen zum Mechanismus der Ferritbildung. III. Internat. Koll. Hochsch. Elektrotech. Ilmenau 1958*, S. 335-338. (München, T. H., Inst. Metall. u. Metallk.) H. Ebert.

11-1219 **D. M. Vasil'ev and L. V. Kozhevnikova.** *Regarding the nature of the yield range of pure iron and carbon steel.* Soviet Phys.-Solid State **1**, 1207-1209, 1960, Nr. 8. (Febr. (Engl. Übers. aus: Fis. Tverd. Tela **1**, 1316, 1959, Nr. 8.) (Leningrad, Polytech. Inst. V. Weidemann.

11-1220 **Paul C. Sharrah, John L. Petz and Robert F. Kruh.** *Determination of atomic distributions in liquid lead-bismuth alloys by neutron and X-ray diffraction.* J. chem. Phys. **32**, 241-246, 1960, Nr. 1. (Jan.) (Fayetteville, Ark., Univ., Dep.) Mittels eines neu gebauten Diffraktionsspektrometers wurde bei geschnolzenen Legierungen von Pb-Bi sowie den reinen Komponenten im Bereich von 150 bis 390°C die Beugung von Röntgenstrahlung, ferner die von Neutronen gemessen. Die Atom-Verteilungen wurden abgeleitet, die ersten Dichtemaxima lagen bei 3,2-3,4 Å Abstand, die zweiten bei 5,9-6,8 Å. Die Zahl der nächsten Nachbarn ergibt sich zu 12 in Pb-reichen Legierungen bis zu 60 Gewichtsprozent Bi und zu 7,7 für reines Bi. Der eutektische Bereich ist normal. Die Abnahme der Dichte beim Schmelzen obgleich die zwölf nächsten Nachbarn mit einem Abstand geringer als im Kristall erhalten bleiben, ist seltsam. Vf. schlagen zur Deutung eine pentagonale-dodecaedrische Koordination vor. V. Wiedemann.

11-1221 **A. N. Gerritsen.** *Low temperature resistance and magneto-resistance of dilute alloys of gold with cobalt.* Physica **25**, 489-502, 1959, Nr. 6. (Juni.) (Leiden, Kamerlingh Onnes Lab.) Unterhalb 20°C wird die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes und die magnetische Widerstandsänderung von Au/Co-Legierungen mit Co-Gehalten zwischen 0 und 0,5 At% gemessen. Der Einfluß dieses Co-Anteiles macht sich lediglich durch geringe Abweichungen vom normalen Widerstands-Temperaturverlauf bemerkbar. Die magnetische Widerstandsänderung folgt nur bei niedrigem Co-Gehalt der KOHLERSchen Regel. Rühl.

11-1222 **G. J. van den Berg.** *Some results of the research on dilute alloys of transition metals in noble metals.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisconsin, 1958, S. 487-489. (Leiden, Univ., Kamerlingh Onnes Lab.) Untersucht wurden Legierungen Au/Pd, Au/Rh, Ag/Pd, Ag/Rh, Ag/Mn und Cu/Mn. Die Ergebnisse von Messungen des elektrischen Widerstandes, der spezifischen Wärme, der magnetischen Suszeptibilität, des HALL-Koeffizienten, der Thermokraft und der Kernresonanz sind mitgeteilt. Rühl.

11-1223 **Väinö Hovi and Kauko Mansikka.** *Electronic specific heat of α - and β -brasses at low temperatures.* Ann. Acad. Sci. fenn. Ser. A, VI. (Phys.) 1959, Nr. 25, S. 1-8. (Turku, Finland, Univ., Wihuri Phys. Lab.) Der Elektronenanteil zur spezifischen Wärme wird für α - und β -Messing verschiedener Zusammensetzung unter bestimmten Annahmen über die Zahl der freien Elektronen pro Atom mit Hilfe der SOMMERFELDSCHEN Theorie berechnet und aus dem Verhältnis der Koeffizienten $\gamma_{\text{exp}}/\gamma_{\text{theor.}}$ die effektive Elektronenmasse bestimmt ($\gamma_{\text{exp}}/\gamma_{\text{theor.}} = m^*/m$). Die nach dieser Beziehung (mit Hilfe der von RAYNS gemessenen Daten für γ_{exp} an α -Messing) ermittelte effektive Masse ist für alle Zusammensetzungen nahezu konstant ($m^*/m = 1,37$, also etwa gleich dem Wert für reines Cu). Rühl.

11-1224 **Väinö Hovi and Kauko Mansikka.** *Entropy of long range order in β -brass.* Ann. Univ. Åbo. (turku.) Ser. A, I. (Astr. Chem. Phys. Math.) 1959, Nr. 35, S. 1-5. (Turku, Finland, Univ., Wihuri Phys. Lab.) Mit Hilfe von theoretisch erhaltenen Werten für den Fernordnungsparameter (COWLEY, 1950) wird die Änderung der Entropie von β -Messing, die zwischen 105 und 405°C durch Änderung der Fernordnung im Kristallgitter zustand kommt, berechnet. Das Ergebnis wird mit Daten verglichen, die aus Messungen der Entropie (MOSER, 1936) oder aus den experimentell ermittelten Werten für den Fernordnungsparameter (CHIFMAN und WARREN, 1950) gewonnen werden konnten. Die Übereinstimmung ist befriedigend. Rühl.

11-1225 **Y. Komura, Y. Tomie and R. Nathans.** *Scattering factor for outer electrons ordered Fe_3Al .* Phys. Rev. Letters **3**, 268-269, 1959, Nr. 6. (15. Sept.) (Osaka, Japan)

ity Univ.) Vf. untersuchen Fe_3Al -Einkristalle röntgenographisch mit dem Ergebnis, daß die Konfiguration der äußeren Elektronen der Fe-Atome der für freie Fe-Atome berechneten sehr nahe kommt. Dadurch wird das Ergebnis von BATTERMAN (Phys. Rev. Letters 2, 47, 1959) bestätigt, der die Zahl der lokalisierten 3d-Elektronen in metallischem Fe_3Al in Übereinstimmung mit dem von FREEMAN für freie Atome berechneten Wert mit 6 angibt.

Zehler.

-1226 **M. J. Cooper.** *The structure of the intermetallic phase $\Theta(Cr-Al)$.* Acta cryst. **13**, 57-263, 1960, Nr. 3. (10. März.) (Cambridge, Engl., Cavendish Lab., Cryst. Lab.)

-1227 **C. G. Wilson and F. J. Spooner.** *The crystal structure of Zr_3Al_2 .* Acta cryst. **13**, 38-359, 1960, Nr. 4. (10. Apr.) (Shrivenham, Swindon, Engl., Roy. Milit. Coll. Sci., Phys. Branch.)

Schön.

-1228 **P.-G. de Gennes.** *Canted spin arrangements.* Phys. Rev. Letters **3**, 209-211, 1959, Nr. 5. (1. Sept.) (Berkeley, Calif., Univ., Dep. Phys.) Es werden die geordneten Fe_3Al -Legierungen und die Sn-substituierten Yttrium-Eisen-Granate theoretisch untersucht und die magnetischen Momente für $T = 0$ berechnet und mit experimentellen Werten verglichen.

Zehler.

-1229 **A. Heuvers.** *Das Gießen von Stahl in Formen.* V. D. I.-Z. **101**, 561-567, 1959, Nr. 14. (11. Mai.) (Bochum.)

Schön.

-1230 **Richard Boll.** *Wirbelstrom- und Spinrelaxationsverluste in dünnen Metallbändern bei Frequenzen bis zu etwa 1 MHz.* Z. angew. Phys. **12**, 212-223, 1960, Nr. 5. (1. Mai.) (Hanau, Vacuumschmelze.) Bei Frequenzen bis zu etwa 1 MHz wurde an Blechen und Bändern aus Ni-Fe-Legierungen (geringste Dicke 2,3 μm) die komplexe Permeabilität gemessen. Für den frequenzproportionalen Anteil des relativen Verlustfaktors wird eine einheitliche Theorie aufgestellt. Die Meßwerte werden mit Rechenwerten verglichen, die sich aus der klassischen Wirbelstromtheorie ergeben; es zeigt sich, daß die festgestellten Diskrepanzen nicht nur auf erhöhte Wirbelstromverluste, sondern zum Teil auch auf die Spinrelaxation zurückzuführen sind. Ein angegebenes Verfahren ermöglicht die Trennung der Gesamtverluste in ihre beiden Anteile. Das unterschiedliche Verhalten verschiedener Werkstoffe wird mit Hilfe ihrer metallischen und magnetischen Struktur erklärt. Hinsichtlich der Frequenzabhängigkeit der Permeabilität wird eine neue Grenzfrequenz definiert, die sich mit abnehmender Blechdicke einem Wert nähert, der mit der „ferromagnetischen“ Grenzfrequenz von SNOEK übereinstimmt. Es folgt, daß bei hohen Frequenzen mit Hilfe von Metallen höhere Permeabilitäten als mit Hilfe von Ferriten erreicht werden können.

Wießner.

-1231 **J. I. Kondorski.** *Gründe für das eigentümliche physikalische Verhalten von Invar-Legierungen.* Sh. exp. teor. Fis. **37**, 1819-1820, 1959, Nr. 6. (Orig. russ.) Die ungewöhnlichen physikalischen Eigenschaften von Invar-Legierungen (geringer thermischer Ausdehnungskoeffizient, große Volumen-Magnetostraktion und Suszeptibilität im Sättigungsgebiet) wurden bisher meist auf Grund der Annahme gedeutet, daß die Energie der Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Ionen in diesen Legierungen sich bei Ausdehnung oder Kontraktion des Gitters sehr stark ändert. Warum diese Eigentümlichkeiten gerade bei Fe-Ni-Legierungen mit 30-45% Ni auftreten, während außerdem die Sättigungsmagnetisierung und der spezifische Widerstand sich bei den Temperaturen unter Druck so stark ändern, wird daraus nicht klar. Vf. geht bei einer Deutung von dem eigenen Meßergebnis aus (Ber. **38**, 1396, 1959), daß eine Legierung mit 73% Fe, 9% Ni und 18% Cr (flächenzentriertes Gitter) bei Zimmertemperatur paramagnetisch und darüber antiferrromagnetisch ist. Das Auschintegral J_1 für benachbarte Eisenionen im flächenzentrierten Gitter scheint negativ zu sein. Aus anderen Beobachtungen folgt, daß J_2 und J_{12} , die Auschintegrale für benachbarte Nickelionen bzw. Eisen-Nickel-Paare, positiv sind. Für alle drei wird der gleiche Absolutbetrag angenommen. Dies erklärt die Temperatur- und Konzentrationsbereiche mit Ferromagnetismus bzw. Antiferromagnetismus („latentem“ Antiferromagnetismus) sowie die Konzentrationsabhängigkeit des magnetischen Moments σ_0 von Eisen-Nickel-Legierungen. Der „latente“ Antiferromagnetismus

mus wird als Hauptgrund für die „anomalen“ physikalischen Eigenschaften der Invar-Legierungen angesehen. Die vorgeschlagene Deutung erfordert keine künstlichen Annahmen darüber, daß die Austauschintegrale Punkten im steilen Abfall der BETHE-SLATER-Kurve entsprechen sollen.

Vogel.

11-1232 Takejiro Kaneko. *Volume magnetostriiction of cobalt-nickel alloys.* J. phys. Soc. Japan **15**, 463-465, 1960, Nr. 3. (März.) (Sendai, Tohoku Univ., Res. Inst. Iron, Steel- and other Metals.) Vf. berichtet über Messungen der erzwungenen Volumenmagnetostriktion an drei Co-Ni-Legierungen (10, 20 und 30 Atom-% Ni) bei Feldstärken bis zu 15000 Oe. Entgegen den Messungen von MASHIYAMA, der seine Untersuchungen nur bei geringerer Feldstärke (etwa 1500 Oe) durchführte, zeigte sich bei den hohen Feldern, daß die Änderung der Volumenmagnetostriktion mit wachsender Feldstärke nur noch sehr gering ist: $\partial(\Delta V/V) / \partial H \approx 10^{-10} [\text{Oe}^{-1}]$. Die Proben mit 10 und 20 Atom-% Ni hatten hexagonale Struktur, die mit 30 Atom-% stellt eine Mischung aus hexagonaler und kubisch flächenzentrierter Struktur dar. Dehnungsmeßstreifen wurden zur Messung der Volumenmagnetostriktion verwendet, und zwar senkrecht und parallel der Kante von länglichen, quaderförmigen Proben.

Gangnagel.

11-1233 J. S. Schur, J. W. Stolz, und W. I. Margolina. *Magnetische Struktur kleiner monokristalliner Teilchen einer Legierung MnBi.* Sh. exp. teor. Fis. **38**, 46-50, 1960, Nr. 1 (Orig. russ.) Für kleine ferromagnetische Einkristalle ist eine Eindomänenstruktur jedes Teilchens zu erwarten, und zwar dann, wenn die Aufteilung in Domänen zu einer Energiezunahme führen würde. Schon früher wurden an ferromagnetischen Pulvern Erscheinungen beobachtet, die sich nur so deuten lassen. Vff. versuchen die Eindomänenstruktur auch visuell beobachtbar zu machen, und zwar nach der Methode der Pulverfiguren. Die kritischen Teilchengröße (Größenordnung 10^{-5} - 10^{-6} cm) hängt ab von den Konstanten der magnetischen Anisotropie und der magnetischen Sättigung (sie wächst mit der ersten, weil die Grenzenergie und damit die Schwierigkeit zur Bildung von Domänengrenzen wächst; sie sinkt, wenn die magnetische Sättigung zunimmt, weil dabei die magnetischen Ladungen wachsen, deren Energie bei der Bildung einer Domänenstruktur verringert wird). Aus diesen Überlegungen ergab sich MnBi als günstigste Substanz. Die verwendeten Teilchendurchmesser gingen von 100μ bis zu einigen μ . Mit abnehmender Teilchengröße ändert sich die magnetische Struktur gesetzmäßig. Oberhalb 50μ bestehen mehrere Domänen; die Ummagnetisierung verläuft genau so wie in allen magnetisch einachsigen Ferromagnetika. Bei Teilchendurchmessern von 10 - 15μ kann man manchmal eine magnetische Übergangsstruktur feststellen; die Ummagnetisierung kann durch Grenzverschiebung oder irreversibles Umklappen des Magnetisierungsvektors erfolgen; die Eindomänenstruktur, erzeugt durch ein großes Feld und bei Ummagnetisierung nicht zerstört, kann durch Kommutierung des Magnetfeldes mit abnehmender Amplitude zerstört werden. Bei sehr kleinen Teilchen liegt immer Eindomänenstruktur vor, sie zerfallen bei Zimmertemperatur bei beliebiger Feldänderung nicht in Domänen, durch Temperatursenkung läßt sich dieser Zustand zerstören (Abnahme des kritischen Durchmessers mit sinkender Temperatur).

Vogel.

11-1234 A. N. Gerritsen. *A transition (magnetic?) in dilute gold-iron alloys.* Low Temperature Phys. Chem. 5th int. Conf. 1957, Madison, Wisc. 1958, S. 489-491. (Lafayette Indiana, Purdue Univ.)

11-1235 Peter D. Moskovits. *Low-temperature boiler corrosion and deposits. A literature review.* Industr. Engng Chem. **51**, 1305-1312, 1959, Nr. 10. (Okt.) (Linden, N. J., Engng. Res. Engng Co.)

Rühl.

11-1236 Georg Menges und Helmut Treppschuh. *Spanende Formgebung hochlegierter Stähle auf Chrom-, Chrom-Nickel- und Chrom-Nickel-Mangan-Grundlage.* V. D. I.-Z. **101** 265-273, 1959, Nr. 7. (1. März.) (Geisweid.)

11-1237 Karl Möhler. *Kleben von Stahl mit Kunstharzklebern.* V. D. I.-Z. **101**, 1-8 1959, Nr. 1. (1. Jan.) (Karlsruhe.)

Schön.

11-1238 Heinrich Wentzel. *Ausgewählte Fragen des Metallklebens auf dem Gebiet der Elektrotechnik.* III. Internat. Koll. Hochsch. Elektrotech. Ilmenau 1958, S. 288-296 (Ilmenau, Hochsch. Elektrotech., Inst. Fertigungstechn.)

H. Ebert.

Namenregister von Heft 11, 1960 der Physikalischen Berichte

rosimov, N. K. 654
 rossimov, A. T. 866
 kermann, R. 1197
 ams, G. B. jr. 1177
 irovich, E. I. 573
 arwal, B. K. 1081
 roskin, S. L. 258
 terman, M. A. 80
 zu, H. 861
 imow, J. K. 709
 ounger, D. E. 787
 hasow, D. G. 832
 erman, P. R. H. 1034
 ers, G. A. 237
 ers, P. B. 524
 xejewski,
N. J. 502, 529
 . S. A. 481
 en, G. 949
 menningen, A. 884
 ton, M. H. 635
 man, R. L. 309
 aglobeli, N. S. 840
 niel, S. 824
 hirthalingam, V. 1040
 aneva, A. A. 228
 astasevich, B. S. 657
 cenot, C. 1068
 derson, D. H. 441
 derson, E. W. 1164
 derson, G. R. 774
 derson, G. S. 497
 derson, H. R. 876
 derson, J. A. 4
 derson, O. T. 1101
 drejoff, N. S. 955
 drejoff, W. N. 293
 drowa, N. A. 293
 drussov, L. 360
 gelo, N. d' 36
 gelopoulos, M. 659
 kudinow, W. A. 894
 no, T. 930, 932
 tonjewa, N. M. 788
 no, S. 919
 ajs, S. 451
 ma, A. 734
 nstrong, J. C. jr. 766
 nstrong, R. A. 608
 howitt, R. 171
 este, H. 974
 onson 586
 o, V. 409
 rott, A. 60
 raro, F. 808
 orink, S. 1004
 olund, I. 812
 heimer, R. W. 265
 kins, K. R. 1114
 oji, M. 1057
 inor, M. 294
 wakumow, W. I. 437

Babikow, W. W. 751
 Babiskin, J. 478
 Bach, K. 71
 Bacska, R. 1165
 Baer, F. 922, 923
 Bagge, E. 675
 Bailey, C. A. 316
 Baird, D. C. 544
 Baltm, G. P. 296
 Balk, P. 1167
 Ballini, R. 646
 Bammert, K. 215
 Banewicz, J. J. 450
 Bannik, B. P. 829
 Barabanenkow, J. N. 616
 Barbaschow, B. M. 141
 Bardeen, J. 491
 Barit, I. J. 857
 Barkas, W. H. 848
 Barrer, R. M. 1056
 Barron, T. H. K. 331, 338
 Barta, J. 674
 Bartel, A. 206
 Bartell, L. S. 928, 929, 931
 Bartky, I. R. 322
 Barua, A. K. 345
 Basche, E. 276
 Baschillow, A. A. 788
 Bashandy, E. 785
 Bashanow, J. B. 763
 Bashulina, P. A. 1148
 Bastelewskaja, G. A. 866
 Bassel, R. H. 651
 Bassett, T. M. 91, 92, 93
 Bastard, C. 644
 Bastiansen, O. 884
 Batdorf, R. L. 571
 Baum, J. L. 1080
 Baynham, J. W. 1056
 Beams, J. W. 207, 208
 Bechmann, R. 405
 Becker, E. 202
 Bederson, B. 882
 Beek, L. K. H. van 603
 Beenakker, J. J. M. 1094
 Beér, F. 1162, 1163
 Behrends, R. E. 130
 Beljajew, W. A. 893
 Beljajew, W. B. 705
 Bellamy, L. J. 956
 Beloussow, A. S. 704
 Beloussowa, J. M. 593
 Bender, P. A. 420
 Bender, R. S. 648, 651
 Bendt, P. J. 1147
 Benjamin, P. 1181
 Benson, G. C. 1167
 Berencz, F. 908, 909
 Berényi, D. 645
 Berg, G. J. van den 1222
 Berg, W. T. 331, 338
 Berger, J. M. 736

Bergmann, P. G. 165, 166
 Berkowitsch, S. L. 253
 Berlincourt,
T. G. 480, 500
 Bernstein D.M. 842
 Berry, R. S. 918
 Berstein, I. L. 183
 Bertaut, E. F. 981
 Bertotti, B. 173
 Beun, J. A. 455
 Bhide, V. G. 604
 Bickley, J. 574
 Biegelisen, J. 361
 Bijn, D. 1049
 Bilenki, S. M. 710
 Binder, I. 1000
 Bindernagel, K. O. 960
 Bingham, C. D. 784
 Birgfellner, H. 611
 Birk, M. 778
 Birtley, W. B. 901, 972
 Biswas, N. N. 848
 Bitó, J. 591
 Blackman, L. C. F. 559
 Blackmore, W. R. 359
 Blagoj, Y. P. 366
 Blankenbecler, R. 125, 126
 Blinder,
S. M. 913, 914, 915
 Blohm, O. 17
 Blosser, H. G. 648
 Blow, D. M. 983
 Blue, E. 665
 Boardman, J. 165
 Bock, G. 12
 Bock, H. 72
 Bockhoff, F. J. 333
 Bockris, J. O. M. 584
 Bodó, Z. 553
 Boegel, K. 1
 Boehme, W. 51
 Bölder, B. 625
 Bömmel, H. E. 547
 Börboom,
A. J. H. 639, 640, 641
 Bogdankevich, L. S. 244
 Boggs, J. E. 599
 Boggus, J. D. 304
 Bohm, H. V. 542
 Boll, R. 1230
 Bolotovskii, B. M. 244
 Bomeburg, H. J. 570
 Bondar, W. W. 502
 Bonham, R. A. 928
 Bonner, T. W. 837
 Borchardt-Ott, W. 1054
 Borelius, G. 488
 Borodin, M. S. 1069
 Borowik, J. S. 477
 Bortner, M. H. 283
 Botschkowa, O. P. 269
 Bowen, D. H. 527

Bowen, I. S. 4
 Brabets, R. I. 346, 347
 Brady, G. W. 1076
 Brailsford, A. D. 473
 Brandt, W. W. 21
 Braunbek, W. 686
 Bray, P. L. 416, 445
 Breido, J. J. 638
 Breit, G. 827
 Bremer, J. W. 508
 Brewer, D. F. 1080
 Brezina, K. 1204
 Brickwedde, F. G. 59
 Bridge, N. K. 279
 Briegleb, G. 957
 Brill, R. 991
 Brisch, A. A. 204, 224
 Briscoe, C. V. 189
 Brockhouse, B. N. 1079
 Brockway, L. O. 981
 Brodin, M. S. 1070, 1071
 Broek, J. van den 434
 Brómer, H. H. 1192
 Broida, H. P. 289, 343
 Brooks, F. L. jr. 910
 Broom, R. F. 27, 509
 Brown, J. B. 1132
 Brown, R. J. C. 414
 Brüche, E. 5
 Brückmann, H. 649
 Brückner, K. A. 1120
 Brümmer, M. J. 267
 Brundell, P. O. 623
 Bruschkevitsch,
N. J. 831
 Brush, S. G. 1084
 Bruyn Ouboter,
R. de 1094
 Bryant, C. A. 314
 Bryden, J. H. 1023
 Buben, N. J. 435
 Buchdahl, H. A. 167, 168
 Bucher, E. 495
 Buckel, W. 535, 536
 Buckingham,
M. J. 29, 1102
 Budini, P. 844
 Buff, F. P. 386
 Bulewicz, E. M. 379
 Buititude, F. W. 1056
 Bunch, M. D. 606
 Burgow, N. A. 760
 Burk, D. L. 335
 Burrell, E. J. jr. 432
 Burton, M. 303
 Busch, G. 495
 Butterworth, I. 668

Cabibbo, N. 701
 Cairns, E. J. 381
 Campise, A. V. 664
 Cape, J. A. 370

Capps, R. H. 746
 Cardinaud, R. 952, 953
 Careri, G. 1128
 Carlson, F. F. 431
 Carnevale, E. H. 235
 Caro, W. 1198
 Caron, M. 466
 Carroll, J. A. 48
 Carruthers, J. A. 496
 Casabella, P. A. 445
 Castner, T. jr. 428
 Cavalca, L. 1033
 Cerenkov, P. A. 704, 707
 Čermák, J. 261
 Cetlin, B. B. 473
 Chaltsew, W. I. 776
 Chambers, R. G. 479
 Chambré, P. L. 369
 Chandra, G. 817
 Chandrasekhar, B. S. 498
 Chandrasekhar, S. 1125
 Chanin, G. 507
 Chantry, G. W. 942
 Chase, C. E. 1085, 1086, 1087
 Chasman, R. R. 789
 Chaudron, G. 466
 Chaulet, R. 988
 Che, Z. S. 691
 Chen, T. T. 618
 Chessin, H. 987
 Chester, G. V. 1124
 Chlebnikow, G. I. 776
 Chopra, K. L. 545, 1132
 Chou, K. C. 138, 142, 856
 Chrien, R. E. 780
 Christiansen, G. B. 866, 869
 Christov, S. G. 578
 Chupp, E. L. 871
 Cini-Castagnoli, G. 1149
 Clarke, J. T. 1178
 Clauss, J. 666
 Clayton, J. C. 586
 Clemett, C. 600
 Cleveland, F. F. 917, 943
 Cody, G. 548
 Cohen, B. L. 648
 Cohen, E. G. D. 398
 Cohen, S. G. 800
 Coll, H. 1157
 Comyns, A. E. 1042
 Conduit, C. P. 956
 Connolly, A. 496
 Connor, R. D. 634
 Consoli, T. 680
 Conway, D. C. 795
 Cooke, A. H. 319
 Coomes, E. A. 370
 Cooper, M. J. 1226
 Copvilem, U. H. 438
 Corbett, J. W. 1211, 1212
 Corbridge, D. E. C. 1011
 Corbyn, D. B. 572
 Corenzwit, C. 541
 Corliss, L. M. 410
 Cormack, A. M. 806
 Cornelissen, R. D. 1073
 Corruccini, R. J. 606
 Couteur, K. J. Le 720
 Couture, E. 1068
 Cowan, C. L. jr. 713
 Cowen, J. A. 425
 Cox, H. L. jr. 427
 Craig, P. P. 811
 Cramer, W. H. 890
 Cranshaw, T. E. 180
 Cremer, H. 198
 Crittenden, E. C. jr. 30, 517
 Croës, M. de 643
 Crosby, G. A. 968
 Crowe, J. W. 28
 Crowell, C. R. 608
 Csoma, Z. 274
 Cundy, D. C. 635, 636
 Cuperman, S. 797
 Current, J. H. 388
 Cutkosky, R. D. 404
 Czaika, N. 1205
 Czerwonko, J. 152
 Dacey, G. C. 571
 Dagaï, M. 680
 Dahlborg, U. 647
 Dahlner, J. S. 1077
 Daly, E. F. 247
 Damle, R. V. 604
 Daniel, H. 798
 Daniljan, G. W. 760
 Danowska, J. 587
 Danysz, M. J. 829
 Dash, J. G. 811, 1130, 1145
 Daunt, J. G. 1080, 1131, 1144
 David, J. P. 1182
 Davies, E. A. 521
 Davies, H. L. 448
 Davies, M. 600
 Davies, W. 607
 Dayal, B. 1200
 Deam, A. P. 599
 Dearman, H. H. 920
 Debye, P. 1157
 Decken, C. B. von der 609
 Decker, D. L. 518
 De Lise, D. 848
 Delle, H. 957
 Desai, H. S. 349
 Deser, S. 128, 171
 Cleveland, F. F. 917, 943
 Despic, A. R. 584
 Dessler, A. J. 1088
 Deutch, B. I. 810
 Devlin, G. E. 503, 523
 De Vries, R. C. 1060
 De Witt, B. S. 175
 Diaz, J. 767
 Dijk, H. Van 308
 Dilling, J. R. 525, 1100, 1101
 Dills, D. H. 388
 Dininny, R. E. 334
 Dmitrijew, W. A. 869
 Döring, E. 227
 Dörr, F. 961
 Dolbikin, B. S. 760
 Dolginow, A. S. 110
 Dolgoff, G. G. 896, 978
 Dombrowski, G. P. 829
 Domokos, G. 87, 131, 1052
 Donjez, J. D. 775
 Donnelly, R. J. 1125, 1136
 Donohue, J. 996
 Dorman, F. H. 937
 Dostrovsky, I. 744
 Dove, D. B. 1058
 Draaf, R. 53
 Dransfeld, K. 1098, 1112
 Dremin, I. M. 748
 Drescher, H. 221
 Dröge, J. W. 320
 Drosdow, S. I. 156
 Druin, W. A. 776
 Dshelepow, B. S. 816
 Dubb, H. E. 0. 439
 Duggdale, J. S. 47
 Duijwestijn, A. J. W. 485
 Dundas, P. H. 559
 Duneer, A. G. jr. 807
 Durand, J. L. 1014
 Dyal, P. 755
 Dyer, J. N. 848
 Dziuba, Z. 1213
 Eastman, D. P. 901, 972
 Eckert, R. 958
 Eckstein, J. 1064
 Eder, F. X. 57
 Edeskutý, F. J. 1118
 Edmonds, D. 409
 Edmonds, D. T. 319
 Edwards, D. F. 267
 Edwards, D. O. 1080
 Edwards, M. H. 1108
 Egelstaff, P. A. 668
 Eggers, D. F. Jr. 260
 Ehrlich, G. 1174
 Eick, H. A. 1007
 Eisele, K. M. 1090
 Eisenkolb, F. 8
 Elder, E. 304
 Eleonskii, V. M. 155
 Elliott, S. D. jr. 1107
 Ellison, A. H. 1179
 Ellison, R. D. 986
 Elsner, R. 627
 Ely, R. 854
 Emerson, M. T. 260
 Engelhardt, W. v. 1168
 Englman, R. 970
 Erickson, J. L. 1152
 Erickson, R. A. 325
 Erickson, W. C. 38
 Eelson, B. N. 1135
 Evans, W. H. 635, 636
 Ewing, G. E. 977
 Eyses, L. 121
 Eyring, E. M. 934
 Eyring, H. 934
 Faber, T. E. 513, 514, 533
 Fainberg, J. B. 619
 Fainberg, W. J. 113
 Fairbank, H. A. 1104, 1105, 1106, 1107
 Fairbank, W. M. 66, 1102, 1103
 Falge, R. L. jr. 541
 Falk, T. K. 253
 Fava, G. 1033
 Fáy, G. 95
 Fazio, G. G. 872, 873
 Fedorenko, N. W. 893
 Fedorovich, N. A. 70
 Feher, G. 556, 557
 Fényes, I. 94, 95, 353
 Ferguson, J. 1066, 1067
 Fernholt, L. 884
 Ferrier, R. P. 1036, 1037
 Finch, T. L. 525
 Fink, H. J. 307
 Fink, R. W. 793
 Fitzgerald, E. R. 187
 Fjodorow, G. W. 482
 Flatt, H. P. 665
 Flicker, H. 1114
 Fjorow, G. N. 775, 776
 Fock, W. A. 17
 Foderaro, A. 66
 Fogarassy, B. 88
 Folberth, O. G. 100
 Forbat, N. 1
 Ford, J. 107
 Foreman, W. T. 118
 Forker, W. 38
 Forrez, G. 43
 Fotino, M. 87
 Fox, R. E. 935, 936
 Fradkin, J. S. 112, 113
 Fränkel, Z. 74
 Franchetti, S. 112
 Francis, S. A. 117
 Frank, P. J. 44
 Frantz, L. M. 72
 French, C. M. 45
 French, J. B. 73
 Friedberg, S. A. 317, 333
 Friedlander, G. 74
 Frisch, D. H. 85
 Frisch, H. L. 354, 971
 Frisch, S. E. 260
 Fromme, T. 35
 Fronsdal, C. 163
 Fryburg, G. C. 38
 Fryszman, A. 88
 Fuchs, R. 93
 Fugol, I. J. 29
 Fujimoto, F. 99
 Fujimoto, Y. 86
 Fujita, E. 114
 Fulton, C. D. 60
 Furlan, G. 84
 Fursenkov, W. A. 119
 Gabler, F. 1208
 Galanin, A. D. 830, 85
 Galey, J. A. 750
 Galkin, A. A. 99
 Galkina, O. S. 47
 Galt, J. K. 412, 473
 Gans, P. J. 393
 Garibian, G. M. 24
 Garifjanow, N. S. 436, 483
 Garside, J. 45
 Gartenhaus, S. 125, 126
 Garvin, D. 34
 Garwin, E. L. 753, 755
 Garwin, R. L. 6
 Gasspár, R. 40
 Gassulewitsch, E. S. 23
 Gast, T. 8
 Gatto, R. 70
 Gauthé, B. 88
 Gawrilà, M. 85
 Gawrilow, K. A. 77
 Geiseler, G. 96
 Geist, D. 403, 554
 Geller, S. 101
 Gennes, P. G. De 122
 Gerassimoff, F. M. 25
 Gerassimowa, R. I. 86
 Gerdl, R. 1038, 108
 Gere, E. A. 55
 Gerlowin, J. I. 27
 Gerritsen, A. N. 1221, 1231
 Gerstein, S. S. 70
 Geschwind, S. 41
 Ghosa, S. 38
 Giauque, W. F. 322, 323
 Gilbert, W. 12
 Gill, E. K. 95

furt, J. C. 947, 948
 dat, W. 1213
 asgow, A. R. jr. 74
 assgold, A. E. 147
 emser, O. 11
 over, R. E. III 528
 fren, M. W. 253
 gate, D. V. 349
 chike, P. 16
 ld, A. V. 453
 ldberg, N. 810
 demberg, J. 755
 ildring, G. 778
 ldstein, L. 1122
 ifand, I. A. 135
 ifand, J. A. 114
 lowaschkin, A. I. 1184
 mes, L. C. 716
 mi, Y. 1186, 1187
 ndaira, K. 1142
 ody, R. M. 37
 urbunow, A. N. 707
 rden, R. jr. 1178
 rdon, J. E. 67
 rdon, M. M. 650
 rdy, W. 442
 rjunow, N. N. 869
 rschewskaja, E. G. 708
 rter, C. J. 434
 oto, K.-I. 459
 ttfried, K. 843
 aschin, A. F. 830
 assmann, P. 1099
 uven, W. M. 1177
 eenberg, J. M. 1153
 ene, E. F. 378
 enspan, M. 232
 enier, C. G. 481
 effel, M. 329
 gorjew, J. L. 850
 lly, E. R. 1089, 1119
 n, J. T. 156
 nberg, A. P. 832
 schin, W. G. 829
 mowa, J. J. 900
 onvold, F. 327
 ess, R. A. 392
 ossweiner, L. I. 284
 over, J. R. 771
 nthard, H. H. 268
 anther, M. 275
 gan, D. 471
 enier, A. 988
 ndlach, F. W. 6
 nn, S. R. 766
 ota, A. S. 201
 still, E. W. 1146
 jewitsch, D. B. 593
 jewitsch, A. W. 684
 jewitsch, I. I. 865
 jewitsch, W. L. 462
 ev, L. A. 80
 inski, G. M. 832
 man, I. I. 177
 lowsky, I. S. 421, 429, 441
 ozo, A. V. 444
 alai, Z. 1053
 as, E. De. 891
 erditz, W. 1196
 ley, D. W. 636
 erli, W. 781
 ele, W. 678
 asler, F. 516, 1093
 l, H. E. 1111
 Hallett, A. C. H. 1090, 1136, 1146
 Handschig, G. 922, 923
 Hanes, G. R. 1108
 Hanic, F. 1045
 Hanle, W. 676
 Hanson, A. W. 1041
 Hare, M. D. 610
 Harper, F. R. 1024
 Harries, H. J. 1047
 Harris, F. E. 912
 Harris, R. A. 1078
 Harrison, B. K. 172
 Harrison, F. B. 713
 Harteck, P. 385, 969
 Hartmann, B. 813
 Hasegawa, S. 861, 863
 Hashin, Z. 211
 Haskin, D. M. 862
 Hastings, J. M. 410
 Hauptman, H. 982
 Haus, A. 568
 Hauttmann, H. 1214
 Hauw, C. 1031
 Havemann, R. 280, 281
 282, 1196, 1197
 Havens, W. W. jr. 764
 Haymes, R. C. 878
 Hebel, L. C. 540
 Heber, G. 108
 Hecht, C. E. 203, 976
 Heckman, H. H. 848
 Heckrotte, W. 147
 Heer, C. V. 325
 Heidelberg, R. F. 450
 Hein, R. A. 499, 541
 Helfand, E. 354, 570, 971
 Heller, W. 1188
 Helmholz, L. 444
 Hennel, J. W. 195
 Henshaw, D. G. 1113
 Herbstine, F. H. 1015
 Herzenstein, M. J. 183
 Herzfeld, C. M. 595
 Hess, W. N. 871
 Heuvers, A. 1229
 Hickam, W. M. 939
 Hickmott, T. W. 1173
 Hicks, H. G. 766
 Higgins, C. S. 40
 Higuchi, J. 919, 926
 Hilda, K. 711
 Hill, R. M. 273
 Hill, R. W. 1096
 Hilsch, R. 535
 Himpan, J. 216
 Hirschfelder, J. O. 1077
 Hirshfeld, M. A. 973
 Ho, T. H. 710
 Hobson, J. P. 1091
 Hodnett, E. M. 382
 jewitsch, A. W. 684
 jewitsch, I. I. 865
 jewitsch, W. L. 462
 ev, L. A. 80
 inski, G. M. 832
 man, I. I. 177
 lowsky, I. S. 421, 429, 441
 ozo, A. V. 444
 alai, Z. 1053
 as, E. De. 891
 erditz, W. 1196
 ley, D. W. 636
 erli, W. 781
 ele, W. 678
 asler, F. 516, 1093
 l, H. E. 1111
 Hallett, A. C. H. 1090, 1136, 1146
 Handschig, G. 922, 923
 Hanes, G. R. 1108
 Hanic, F. 1045
 Hanle, W. 676
 Hanson, A. W. 1041
 Hare, M. D. 610
 Harper, F. R. 1024
 Harries, H. J. 1047
 Harris, F. E. 912
 Harris, R. A. 1078
 Harrison, B. K. 172
 Harrison, F. B. 713
 Harteck, P. 385, 969
 Hartmann, B. 813
 Hasegawa, S. 861, 863
 Hashin, Z. 211
 Haskin, D. M. 862
 Hastings, J. M. 410
 Hauptman, H. 982
 Haus, A. 568
 Hauttmann, H. 1214
 Hauw, C. 1031
 Havemann, R. 280, 281
 282, 1196, 1197
 Ichikawa, Y. H. 158
 Igi, K. 143
 Ignatenko, A. J. 703
 Iijima, T. 945
 Isaac, P. J. 197
 Ishai, O. 191
 Ito, K. 446
 Itskevich, E. S. 332
 Itterbeier, A. van. 433
 Ittner, W. B. 494
 Ittner, W. B. II 532
 Iwanow, N. S. 752
 Iwantoff, L. M. 256
 Izuyama, T. 98
 Jackson, J. A. 422
 Jackson, L. C. 1109
 Jacobs, S. F. 266
 Jacoby, G. 1207
 Jäger, T. 671
 Jaffe, J. H. 973
 Jagudina, F. R. 708
 Jacubček, O. 758
 James, R. A. 784
 Jameson, W. J. jr. 974
 Jancovici, B. 732
 Janis, A. I. 160
 Janouch, F. 815
 Jackson, J. A. 422
 Jackson, L. C. 1109
 Jacobs, S. F. 266
 Jacoby, G. 1207
 Jäger, T. 671
 Jaffe, J. H. 973
 Jagudina, F. R. 708
 Jacubček, O. 758
 James, R. A. 784
 Jameson, W. J. jr. 974
 Jancovici, B. 732
 Janis, A. I. 160
 Janouch, F. 815
 Jaroschek, K. 658
 Jaroslawski, N. P. 951
 Jaswon, M. A. 1058
 Jedakowa, W. A. 834
 Jeffmow, G. W. 141
 Jegorow, A. M. 619
 Jegorow, L. B. 703
 Jemeljanow, A. A. 867
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Jensen, E. N. 798
 Jensen, L. H. 1032
 Jentsch, G. 77
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Hörl, E. M. 741
 Hofmann, F. W. 389
 Holas, M. 1064
 Holladay, W. G. 120
 Hollander, J. M. 808
 Hollnagel, M. 582
 Holmberg, R. W. 424
 Holmryd, S. 647
 Hotton, W. C. 428
 Hood, G. C. 415
 Hoodless, I. M. 566
 Hooke, W. M. 737
 Hori, S. 690
 Hoskins, R. H. 443
 Hovi, V. 1223, 1224
 Hsieh, S. H. 757
 Huang, K. 153
 Huber, W. 922, 923
 Hudda, F. G. 1174
 Hudson, E. D. 648
 Hufnagel, F. 596
 Hugenholz, N. M. 150
 Hughes, D. J. 888
 Hughes, R. E. 1160
 Hull, D. 1061
 Hull, M. H. Jr. 827
 Hulm, J. K. 498
 Hultberg, S. 855
 Hunsingher, W. 400
 Hunt, J. N. 205
 Hunton, J. K. 402
 Hurst, R. P. 1075
 Hutchison, C. A. jr. 413
 Hutchison, T. S. 545
 Hwang, C. F. 66
 Hyman, L. G. 854
 Iball, J. 1036, 1037
 Ichikawa, Y. H. 158
 Igi, K. 143
 Ignatenko, A. J. 703
 Iijima, T. 945
 Isaac, P. J. 197
 Ishai, O. 191
 Ito, K. 446
 Itskevich, E. S. 332
 Itterbeier, A. van. 433
 Ittner, W. B. 494
 Ittner, W. B. II 532
 Iwanow, N. S. 752
 Iwantoff, L. M. 256
 Izuyama, T. 98
 Jackson, J. A. 422
 Jackson, L. C. 1109
 Jacobs, S. F. 266
 Jacoby, G. 1207
 Jäger, T. 671
 Jaffe, J. H. 973
 Jagudina, F. R. 708
 Jacubček, O. 758
 James, R. A. 784
 Jameson, W. J. jr. 974
 Jancovici, B. 732
 Janis, A. I. 160
 Janouch, F. 815
 Jaroschek, K. 658
 Jaroslawski, N. P. 951
 Jaswon, M. A. 1058
 Jedakowa, W. A. 834
 Jeffmow, G. W. 141
 Jegorow, A. M. 619
 Jegorow, L. B. 703
 Jemeljanow, A. A. 867
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Jensen, E. N. 798
 Jensen, L. H. 1032
 Jentsch, G. 77
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Hörl, E. M. 741
 Hofmann, F. W. 389
 Holas, M. 1064
 Holladay, W. G. 120
 Hollander, J. M. 808
 Hollnagel, M. 582
 Holmberg, R. W. 424
 Holmryd, S. 647
 Hotton, W. C. 428
 Hood, G. C. 415
 Hoodless, I. M. 566
 Hooke, W. M. 737
 Hori, S. 690
 Hoskins, R. H. 443
 Hovi, V. 1223, 1224
 Hsieh, S. H. 757
 Huang, K. 153
 Huber, W. 922, 923
 Hudda, F. G. 1174
 Hudson, E. D. 648
 Hufnagel, F. 596
 Hugenholz, N. M. 150
 Hughes, D. J. 888
 Hughes, R. E. 1160
 Hull, D. 1061
 Hull, M. H. Jr. 827
 Hulm, J. K. 498
 Hultberg, S. 855
 Hunsingher, W. 400
 Hunt, J. N. 205
 Hunton, J. K. 402
 Hurst, R. P. 1075
 Hutchison, C. A. jr. 413
 Hutchison, T. S. 545
 Hwang, C. F. 66
 Hyman, L. G. 854
 Iball, J. 1036, 1037
 Ichikawa, Y. H. 158
 Igi, K. 143
 Ignatenko, A. J. 703
 Iijima, T. 945
 Isaac, P. J. 197
 Ishai, O. 191
 Ito, K. 446
 Itskevich, E. S. 332
 Itterbeier, A. van. 433
 Ittner, W. B. 494
 Ittner, W. B. II 532
 Iwanow, N. S. 752
 Iwantoff, L. M. 256
 Izuyama, T. 98
 Jackson, J. A. 422
 Jackson, L. C. 1109
 Jacobs, S. F. 266
 Jacoby, G. 1207
 Jäger, T. 671
 Jaffe, J. H. 973
 Jagudina, F. R. 708
 Jacubček, O. 758
 James, R. A. 784
 Jameson, W. J. jr. 974
 Jancovici, B. 732
 Janis, A. I. 160
 Janouch, F. 815
 Jaroschek, K. 658
 Jaroslawski, N. P. 951
 Jaswon, M. A. 1058
 Jedakowa, W. A. 834
 Jeffmow, G. W. 141
 Jegorow, A. M. 619
 Jegorow, L. B. 703
 Jemeljanow, A. A. 867
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Jensen, E. N. 798
 Jensen, L. H. 1032
 Jentsch, G. 77
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Hörl, E. M. 741
 Hofmann, F. W. 389
 Holas, M. 1064
 Holladay, W. G. 120
 Hollander, J. M. 808
 Hollnagel, M. 582
 Holmberg, R. W. 424
 Holmryd, S. 647
 Hotton, W. C. 428
 Hood, G. C. 415
 Hoodless, I. M. 566
 Hooke, W. M. 737
 Hori, S. 690
 Hoskins, R. H. 443
 Hovi, V. 1223, 1224
 Hsieh, S. H. 757
 Huang, K. 153
 Huber, W. 922, 923
 Hudda, F. G. 1174
 Hudson, E. D. 648
 Hufnagel, F. 596
 Hugenholz, N. M. 150
 Hughes, D. J. 888
 Hughes, R. E. 1160
 Hull, D. 1061
 Hull, M. H. Jr. 827
 Hulm, J. K. 498
 Hultberg, S. 855
 Hunsingher, W. 400
 Hunt, J. N. 205
 Hunton, J. K. 402
 Hurst, R. P. 1075
 Hutchison, C. A. jr. 413
 Hutchison, T. S. 545
 Hwang, C. F. 66
 Hyman, L. G. 854
 Iball, J. 1036, 1037
 Ichikawa, Y. H. 158
 Igi, K. 143
 Ignatenko, A. J. 703
 Iijima, T. 945
 Isaac, P. J. 197
 Ishai, O. 191
 Ito, K. 446
 Itskevich, E. S. 332
 Itterbeier, A. van. 433
 Ittner, W. B. 494
 Ittner, W. B. II 532
 Iwanow, N. S. 752
 Iwantoff, L. M. 256
 Izuyama, T. 98
 Jackson, J. A. 422
 Jackson, L. C. 1109
 Jacobs, S. F. 266
 Jacoby, G. 1207
 Jäger, T. 671
 Jaffe, J. H. 973
 Jagudina, F. R. 708
 Jacubček, O. 758
 James, R. A. 784
 Jameson, W. J. jr. 974
 Jancovici, B. 732
 Janis, A. I. 160
 Janouch, F. 815
 Jaroschek, K. 658
 Jaroslawski, N. P. 951
 Jaswon, M. A. 1058
 Jedakowa, W. A. 834
 Jeffmow, G. W. 141
 Jegorow, A. M. 619
 Jegorow, L. B. 703
 Jemeljanow, A. A. 867
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Jensen, E. N. 798
 Jensen, L. H. 1032
 Jentsch, G. 77
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Hörl, E. M. 741
 Hofmann, F. W. 389
 Holas, M. 1064
 Holladay, W. G. 120
 Hollander, J. M. 808
 Hollnagel, M. 582
 Holmberg, R. W. 424
 Holmryd, S. 647
 Hotton, W. C. 428
 Hood, G. C. 415
 Hoodless, I. M. 566
 Hooke, W. M. 737
 Hori, S. 690
 Hoskins, R. H. 443
 Hovi, V. 1223, 1224
 Hsieh, S. H. 757
 Huang, K. 153
 Huber, W. 922, 923
 Hudda, F. G. 1174
 Hudson, E. D. 648
 Hufnagel, F. 596
 Hugenholz, N. M. 150
 Hughes, D. J. 888
 Hughes, R. E. 1160
 Hull, D. 1061
 Hull, M. H. Jr. 827
 Hulm, J. K. 498
 Hultberg, S. 855
 Hunsingher, W. 400
 Hunt, J. N. 205
 Hunton, J. K. 402
 Hurst, R. P. 1075
 Hutchison, C. A. jr. 413
 Hutchison, T. S. 545
 Hwang, C. F. 66
 Hyman, L. G. 854
 Iball, J. 1036, 1037
 Ichikawa, Y. H. 158
 Igi, K. 143
 Ignatenko, A. J. 703
 Iijima, T. 945
 Isaac, P. J. 197
 Ishai, O. 191
 Ito, K. 446
 Itskevich, E. S. 332
 Itterbeier, A. van. 433
 Ittner, W. B. 494
 Ittner, W. B. II 532
 Iwanow, N. S. 752
 Iwantoff, L. M. 256
 Izuyama, T. 98
 Jackson, J. A. 422
 Jackson, L. C. 1109
 Jacobs, S. F. 266
 Jacoby, G. 1207
 Jäger, T. 671
 Jaffe, J. H. 973
 Jagudina, F. R. 708
 Jacubček, O. 758
 James, R. A. 784
 Jameson, W. J. jr. 974
 Jancovici, B. 732
 Janis, A. I. 160
 Janouch, F. 815
 Jaroschek, K. 658
 Jaroslawski, N. P. 951
 Jaswon, M. A. 1058
 Jedakowa, W. A. 834
 Jeffmow, G. W. 141
 Jegorow, A. M. 619
 Jegorow, L. B. 703
 Jemeljanow, A. A. 867
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Jensen, E. N. 798
 Jensen, L. H. 1032
 Jentsch, G. 77
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Hörl, E. M. 741
 Hofmann, F. W. 389
 Holas, M. 1064
 Holladay, W. G. 120
 Hollander, J. M. 808
 Hollnagel, M. 582
 Holmberg, R. W. 424
 Holmryd, S. 647
 Hotton, W. C. 428
 Hood, G. C. 415
 Hoodless, I. M. 566
 Hooke, W. M. 737
 Hori, S. 690
 Hoskins, R. H. 443
 Hovi, V. 1223, 1224
 Hsieh, S. H. 757
 Huang, K. 153
 Huber, W. 922, 923
 Hudda, F. G. 1174
 Hudson, E. D. 648
 Hufnagel, F. 596
 Hugenholz, N. M. 150
 Hughes, D. J. 888
 Hughes, R. E. 1160
 Hull, D. 1061
 Hull, M. H. Jr. 827
 Hulm, J. K. 498
 Hultberg, S. 855
 Hunsingher, W. 400
 Hunt, J. N. 205
 Hunton, J. K. 402
 Hurst, R. P. 1075
 Hutchison, C. A. jr. 413
 Hutchison, T. S. 545
 Hwang, C. F. 66
 Hyman, L. G. 854
 Iball, J. 1036, 1037
 Ichikawa, Y. H. 158
 Igi, K. 143
 Ignatenko, A. J. 703
 Iijima, T. 945
 Isaac, P. J. 197
 Ishai, O. 191
 Ito, K. 446
 Itskevich, E. S. 332
 Itterbeier, A. van. 433
 Ittner, W. B. 494
 Ittner, W. B. II 532
 Iwanow, N. S. 752
 Iwantoff, L. M. 256
 Izuyama, T. 98
 Jackson, J. A. 422
 Jackson, L. C. 1109
 Jacobs, S. F. 266
 Jacoby, G. 1207
 Jäger, T. 671
 Jaffe, J. H. 973
 Jagudina, F. R. 708
 Jacubček, O. 758
 James, R. A. 784
 Jameson, W. J. jr. 974
 Jancovici, B. 732
 Janis, A. I. 160
 Janouch, F. 815
 Jaroschek, K. 658
 Jaroslawski, N. P. 951
 Jaswon, M. A. 1058
 Jedakowa, W. A. 834
 Jeffmow, G. W. 141
 Jegorow, A. M. 619
 Jegorow, L. B. 703
 Jemeljanow, A. A. 867
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Jensen, E. N. 798
 Jensen, L. H. 1032
 Jentsch, G. 77
 Jemeljanow, B. A. 816
 Jennings, D. A. 420
 Jennings, L. D. 318, 537
 Hörl, E. M. 741
 Hofmann, F. W. 389
 Holas, M. 1064
 Holladay, W. G. 120
 Hollander, J. M. 808
 Hollnagel, M. 582
 Holmberg, R. W. 424
 Holmryd, S. 647
 Hotton, W. C. 428
 Hood, G. C. 415
 Hoodless, I. M. 566
 Hooke, W. M. 737
 Hori, S. 690
 Hoskins, R. H. 443
 Hovi, V. 1223, 1224
 Hsieh, S. H. 757
 Huang, K. 153
 Huber, W. 922, 923
 Hudda, F. G. 1174
 Hudson, E. D. 648
 Hufnagel, F. 596
 Hugenholz, N. M. 150
 Hughes, D. J. 888
 Hughes, R. E. 1160
 Hull, D. 1061
 Hull, M. H. Jr. 827
 Hulm, J. K. 498
 Hultberg, S. 855
 Hunsingher, W. 400
 Hunt, J. N. 205
 Hunton, J. K. 402
 Hurst, R. P. 1075
 Hutchison, C. A. jr. 413
 Hutchison, T. S. .

Klima, R. 652
 Klimentowskaja, M. W. 817
 Kljutscharew, A. P. 831
 Klontz, E. E. 560
 Knowles, C. H. 229
 Kochendörfer, A. 1210
 Kockel, B. 19
 Köhler, H. 959
 Könnecke, H. G. 1151, 1170
 Kofink, W. 662
 Kogan, A. 181
 Kohlmayr, G. F. 661
 Kohra, K. 994
 Kojo, E. 1095
 Kolb, J. 240
 Kolberg, F. 198
 Kolesnikowa, M. M. 140
 Kolos, W. 887
 Koltay-Gyarmati, B. 406
 Kómar, A. B. 166
 Komarov, W. W. 750
 Kompanejez, A. S. 178
 Komura, Y. 1225
 Kondorski, J. I. 1231
 Konopinski, E. J. 791
 Konorski, B. 407
 Konstantinow, O. W. 464
 Kopecky, J. 814
 Kopfermann, H. 7
 Koppe, H. 468
 Kor, S. K. 580
 Koritzki, A. T. 435
 Kornecki, A. 212
 Koroleff, N. W. 258
 Koshiba, M. 861
 Kostowski, H. J. 343
 Kosyrew, B. M. 437
 Kotani, T. 805
 Koton, M. M. 293
 Kotscharin, N. M. 875
 Kovrizhnikh, L. M. 656
 Kovrishnych, L. M. 682
 Kozhevnikova, L. V. 1219
 Kozma, L. 36
 Krauss, M. 921
 Krauss, W. 1166
 Krebs, K. H. 234
 Kretschmann, E. 89
 Kretschmar, M. 715
 Krichmar, S. I. 287
 Krieb, K. H. 217
 Krieger, I. M. 393
 Krikorian, O. H. 1006
 Krimm, S. 1154
 Krishna, B. 927
 Krilstofel, N. 300
 Króner, E. 144
 Królikowski, W. 134, 849
 Kropf, A. 934
 Krugh, R. F. 1220
 Kruse, H. W. 713
 Krylowa, T. N. 262, 263
 Krynicki, K. 195
 Kubo, M. 446
 Kuhn, H. 922, 923, 958
 Kulakowski, J. K. 788
 Kulikoff, S. J. 900
 Kulikow, G. W. 869
 Kunzler, J. E. 472
 Kuprijanow, K. P. 816
 Kuroda, K. 825
 Kurti, N. 306
 Kusumoto, H. 429
 Kutschew, R. J. 357
 Ladányi, K. 133
 Ladell, J. 979, 980
 Lafroucrière, J. 644
 Lagemann, R. T. 229
 Laidler, K. J. 950
 Lampard, D. G. 404
 Landauer, R. 626
 Landsberg, R. 581, 582
 Lane, C. T. 1110
 Lang, D. W. 720
 Lange, E. 46
 Lange, F. 512
 Langkau, R. 637
 Lapidus, L. I. 142, 856
 La Placa, S. 999
 Laquer, H. L. 1115
 Larson, K. E. 647, 1092
 Lasarewa, L. J. 760
 Lassetre, E. N. 739
 Lassila, K. 827
 László, Z. 367
 Laue, M. von. 3, 5
 Laurikainen, K. V. 719
 Lawrenson, I. J. 429
 Lawson, A. W. 1073
 Lax, B. 554, 558
 Lazarev, B. G. 501
 Leadbetter, A. J. 340
 Lebedev, A. N. 656
 Lebowitz, J. L. 354, 1139
 Lee, D. M. 1104, 1105, 1106
 Lefebvre, R. 920
 Legvold, S. 497
 Leipfinger, H. 408
 Leipunski, O. I. 1191
 Lemberg, I. C. 832
 Lemons, J. F. 422
 Lengyel, A. 615
 Leniger, H. A. 350
 Leonov, Y. P. 84
 Lerchenthal, C. H. 186
 Levett, J. M. H. 1075
 Levy, H. A. 986
 Lewin, M. 615
 Lewis, H. W. 781
 Lide, D. R. jr. 964
 Liebenberg, D. H. 1101
 Lifschitz, I. M. 476
 Lifshitz, I. M. 1135
 Lim, C. C. 1146
 Lin, C. R. 757
 Lindsay, R. 450
 Lindskog, J. 785
 Ljubimow, W. B. 829
 Ljuboschiz, W. L. 688
 Lloyd, J. L. 847
 Lipsky, S. 303
 Litovitz, T. A. 235
 Livingston, R. 424
 Ljubimow, W. B. 829
 Lipatov, L. N. 84
 Lipsky, S. 303
 Litovitz, T. A. 235
 Livingston, R. 424
 Ljuboschiz, W. L. 688
 Lobaschew, W. M. 802
 Lobatscheff, M. W. 253
 Löfgren, T. 989
 Lörinczy, A. 562
 Lohrmann, E. 862
 Lombardi, E. 589
 Lomniew, S. P. 705
 London, H. 668
 Lonsdale, K. 1046
 Lounasmaa, O. V. 69, 355, 1095, 1096
 Lowitzsch, K. 980
 Lowry, E. S. 161
 Lu, B. C. Y. 362
 Lubtschenko, A. F. 1069
 Lück, W. 395
 Lüthi, B. 467, 468
 Lykos, P. G. 426
 Lynton, E. A. 507, 519
 Lytytkaainen, S. 719
 McCall, D. M. 1164
 McCall, D. W. 421
 McCarty, M. jr. 1063
 McConkey, G. 1155
 McConnell, H. M. 920
 MacDonald, B. 767
 MacDonald, D. K. C. 62, 469, 605
 McDonald, F. B. 860, 877
 McDonald, T. R. R. 1005
 MacDowell, S. W. 124
 Macey, W. A. T. 358
 McGlynn, S. P. 304
 McGuire, A. D. 713, 811
 Machnowski, J. D. 762
 Mack, M. 979
 Mackay, A. L. 985
 MacKay, J. W. 560
 Mackay, K. J. H. 1037
 McKim, F. R. 319
 McLain, W. H. 388
 McLean, D. J. 43
 Macleod, J. E. S. 273
 McMillan, R. C. 431
 McMillan, W. G. 809
 Madansky, L. 792
 Magnély, A. 1004
 Magnusson, T. 1194
 Mahan, B. H. 371
 Mahlman, H. A. 373
 Maier, W. 234
 Maisch, W. G. 975
 Makarjina, L. A. 865
 Mamadum, E. 853
 Malicskó, L. 1052
 Maljitzoff, J. W. 272
 Malyscheff, G. M. 251
 Mamaladze, J. G. 1134
 Manacher, G. K. 700
 Manchester, F. D. 63, 324
 Mandel, H. 658
 Mandelstamm, S. L. 590
 Mandrell, W. L. 399
 Mangelsdorf, P. C. jr. 740
 Mann, D. P. 780
 Mann, K. H. 341
 Mannella, G. 385, 969
 Mansikka, K. 1223, 1224
 Manzhelli, V. G. 1150
 Mapother, D. E. 518
 Marcus, A. B. 890
 Marcus, J. A. 474
 Marcus, P. M. 330
 Marel, L. C. van der. 434
 Margolina, W. I. 1233
 Margrave, J. L. 342
 Markham, A. H. 1100
 Marsa, R. E. 1039
 Martell, A. E. 962
 Martin, H. 922, 923
 Martin, P. C. 146
 Martin, T. W. 938
 Martin, T. W. 938
 Marx, G. 106, 154
 Maslov, A. A. 34
 Mason, E. A. 975
 Mason, P. 636
 Master, C. A. 399
 Mathot, V. 365
 Mathur, S. C. 1200
 Matias, I. W. 994
 Matinian, S. G. 137
 Matinian, S. G. 1184
 Matsudaira, N. 1142
 Matsugashita, T. 1161
 Matthews, J. W. 1180
 Matthews, P. T. 117
 Matthias, B. T. 484, 541
 Maximow, W. M. 693
 Maxwell, E. 1086
 May, R. M. 543
 Mayersbach, H. 396
 Megaw, H. D. 1019
 Meichsner, L. 743
 Meier, H. 568, 569
 Meier, R. 268
 Meier, W. M. 1056
 Meijer, P. H. E. 1050
 Meinke, W. W. 777
 Meißner, H. 504, 505, 506, 538
 Meißner, W. 68
 Melkonoff, M. 694
 Melkonian, E. 764
 Melton, C. E. 372, 938
 Menges, G. 1236
 Mercereau, J. E. 1138
 Merritt, F. R. 412, 473
 Merz, L. 672
 Metzger, G. 1171
 Meuthen, B. 1021, 1022
 Meyer, H. 328
 Meyer, R. X. 200
 Michailow, G. W. 946
 Michalow, J. 1045
 Michejewa, M. N. 529
 Middleton, W. E. K. 14, 67
 Miedema, A. R. 64, 455
 Milledge, H. J. 1043
 Miller, B. S. 431
 Millett, W. E. 1080
 Mills, R. L. 721, 1089, 1119
 Minami, S. 712
 Mischakowa, A. P. 864
 Mischnew, S. T. 868
 Misner, C. W. 170, 173
 Mitin, N. A. 856
 Mito, I. 861
 Miyagawa, I. 442
 Miyake, K. P. 256
 Miyake, S. 998
 Mizuno, Y. 98
 Mjassojedow, B. F. 776
 Mladjenovic, M. 642
 Möhler, K. 1238
 Moizhes, B. Y. 578
 Moler, R. B. 793
 Molin, J. N. 438
 Mooser, E. 671
 Morgulis, N. D. 608
 Morino, Y. 948
 Moroz, V. I. 119
 Morris, D. F. C. 104
 Morrison, J. A. 331, 333
 Morrison, J. D. 98
 Morse, R. W. 54
 Mortensen, E. M. 924, 925
 Moskalew, A. N. 11
 Moskovits, P. D. 123
 Motulewitsch, G. P. 463, 118

Hüller, J. 495, 549
 Hüller, K. 588
 Hüller, K. G. 54
 Hüller, V. 617
 fugibayashi, N. 460
 Fukherjee, B. 1017
 Murray, R. B. 765
 Murrell, J. N. 911
 Mussaffef, N. S. 293
 Nyerson, A. L. 283
 Achtrieb, N. H. 1073
 Abauer, M. 520, 531
 agie, D. 811
 agy, K. 103, 801
 agy, K. L. 101, 102, 104, 105
 akagaki, M. 1188
 akajima, S. 490
 akamoto, K. 962
 akamura, Y. 945
 akanishi, N. 711
 akano, H. 465
 ardeli, M. 1033
 asarenko, W. A. 802
 asuhoglu, R. 839
 athans, R. 1225
 aumann, E. 374, 375, 376
 aeed, J. L. 796
 egita, H. 445
 eighbours, J. R. 237
 erkassow, F. M. 592
 eltpa, N. F. 698
 emez, O. F. 836
 eporen, B. S. 1195
 esterov, V. S. 230
 etschin, J. A. 869
 etzel, R. G. 1100
 eudatschin, W. G. 728, 834
 eufeld, J. 243
 eugebauer, T. 132, 241
 euman, M. 747
 eumann, K. 10
 ewby, N. jr. 791
 ewell, G. S. 428
 ewell, J. A. 1112
 ewhouse, V. L. 508
 ewman, E. T. 160
 ewnham, R. E. 1019
 ewport, R. W. 635, 636
 eylan, A. A. 41, 42
 icholls, R. W. 289
 icholson, A. J. C. 937
 ielsen, J. R. 963
 iemann, G. 218
 ikanorow, S. P. 188
 ikitine, S. 295
 ikolajew, F. A. 760
 ikolski, B. A. 864
 ikolski, S. I. 868
 ishikawa, K. 870
 ishimura, J. 861
 itta, I. 1002
 och, R. 50
 oddack, W. 568
 ordberg, M. E. jr. 249
 orwood, M. H. 189
 ovozhilov, I. V. 109
 owikow, W. M. 697
 buchow, A. I. 769
 Connell, J. 755
 dani, Y. 1186, 1187
 Ferhaus, M. J. 398
 Oganesjan, J. Z. 776
 Ogimoto, T. 115
 Ogloblin, A. A. 835
 Ogryzlo, E. A. 594
 Okun, L. B. 696
 Olness, J. W. 781
 Olsen, J. L. 468, 470, 549
 Onak, T. P. 447
 Ono, K. 825
 Onsager, L. 439, 1139
 Oppel, G. U. 1206
 Oppenheim, A. K. 392
 Orient, O. J. 632
 Orlow, J. W. 761
 Osada, K. 302
 Osaka, Y. 1051
 Oster, L. 679
 Ostroumow, W. I. 752
 Otnes, K. 647, 1092
 Oststawnow, P. S. 833
 Overton, W. C. jr. 1048
 Owston, P. G. 1010, 1034, 1035
 Ozaki, S. 116
 Paalassalo, P. 351
 Pace, E. L. 333, 334
 Pace, R. J. 956
 Packter, A. 1190
 Padalka, W. G. 461
 Padgett, A. 921
 Padmanabhan, V. M. 1040
 eltpa, N. F. 698
 Pal, M. K. 738
 Palevsky, H. 838
 Palm, J. 209
 Panoff, J. N. 293
 Pant, L. M. 1043
 Paoletti, A. 1003
 Paoušková, Z. 363
 Papazian, H. A. 278
 Papoušek, D. 310, 363
 Parfanowitsch, D. M. 776
 Parfenowa, W. P. 803
 Parker, C. J. 249
 Parker, W. 643
 Parrish, W. 979
 Partridge, J. M. 1010
 Passoth, G. 1172
 Pastor, R. C. 443
 Patterson, H. W. 871
 Paulsen, F. R. 673
 Pawlow, J. W. 752
 Pearce, D. C. 1100
 Pearson, W. B. 62, 605
 Pechstein, G. 1151
 Pedos, F. S. 898
 Peisachson, J. W. 257
 Pekar, S. I. 1071
 Pellam, J. R. 1138
 Penfold, A. S. 753, 754
 Penner, S. S. 944
 Penrose, O. 1121
 Perel, J. 882
 Perel, W. I. 464
 Perelygin, W. P. 775
 Peres, A. 163, 164
 Perkampus, H. H. 959
 Perlman, I. 808
 Pestschanski, W. G. 476
 Peter, L. 52
 Peter, W. 52
 Peterlin, A. 954
 Petersen, R. 409
 Peterson, J. 1032
 Peterson, W. W. 628
 Petrasch, G. G. 250, 255
 Petrella, R. V. 333
 Petrus, H. M. 384
 Petz, J. T. 1220
 Pfäster, H. 1009
 Philip, R. 1183
 Phillips, N. E. 312, 313
 Pickart, S. J. 1003
 Pietsch, H. 281, 282
 Pikalow, A. P. 875
 Pikeluer, S. B. 239
 Pilipenko, D. W. 894
 Pimentel, G. C. 277, 977
 Pine, J. 842
 Pines, D. 150
 Oster, L. 679
 Plank, R. 58, 352
 Pleasonton, F. 796
 Pljawiñ, J. K. 299
 Plostnieks, J. 440
 Pnueli, D. 311
 Pócsik, G. 99, 100
 Podgorezki, M. I. 829, 857
 Podkopajew, J. N. 816
 Podmoschenski, J. W. 1209
 Poeyhoenen, J. 351
 Pohl, H. A. 1165
 Poirier, J. A. 842
 Poltkanow, S. M. 770, 776
 Polukarow, J. M. 502
 Pomerantschuk, I. J. 242, 830
 Pontecorvo, B. 714
 Pool, M. L. 772, 773
 Pope, N. K. 1079
 Popoff, J. M. 297, 298
 Popowa, A. M. 750
 Popowa, W. M. 708
 Porgess, P. V. K. 220
 Porter, R. A. 809
 Porter, R. F. 940
 Post, B. 999, 1000
 Postma, H. 64
 Potter, N. L. 572
 Povard, V. D. 283
 Powell, C. J. 883
 Powell, R. L. 606
 Prausnitz, J. M. 381
 Presperin, W. 759
 Prichodjko, A. F. 201, 1070
 Prock, A. 1155
 Prokofjeff, W. K. 593
 Prokopenko, W. S. 836
 Prosser, F. W. jr. 837
 Prowse, D. J. 694, 695
 Prugger, H. 961
 Pultschizki, L. A. 759
 Pungs, L. 627
 Pupkov, K. A. 85
 Purlov, Y. G. 34
 Puthoff, H. E. 628
 Putnam, P. 170
 Pyatt, K. D. jr. 827
 Pyle, R. V. 767
 Quade, W. 24
 Rabinovitch, B. S. 388
 Ragle, J. L. 418
 Rainwater, L. J. 764
 Raiser, J. P. 356
 Rajalakshmi, N. 1158
 Ramakrthna, S. 633
 Ramann, C. V. 271
 Rammensee, H. 290
 Ramshorn, R. 199
 Rank, D. H. 901, 972
 Rao, P. R. 194
 Rasmussen, J. O. 789
 Rassudowa, G. N. 254
 Rasumowskaja, L. P. 269
 Rayne, J. A. 336
 Reeker, M. D. 515
 Reed, S. G. 595
 Reeves, R. R. 385, 969
 Reich, H. A. 61
 Reif, F. 546
 Reilly, C. A. 415
 Reimer, K. G. 280
 Reiner, M. 184, 191
 Reines, F. 713
 Reiss, H. 354
 Reiss, R. 295
 Reiswig, R. R. 811
 Reneker, D. H. 236
 Renninger, M. 88
 Rérat, C. 1025, 1026
 Resajeff, N. J. 955
 Reuss, J. 1128
 Reynolds, J. M. 481
 Rhoderick, E. H. 509
 Ricci, F. P. 1149
 Rice, O. K. 1140
 Rice, S. A. 1073, 1078
 Rinkenglas, L. E. 357
 Binderer, L. 516, 1093
 Ringo, G. R. 839
 Rintel, L. 184
 Ritsos, D. M. 873
 Ritzi, M. 666
 Rivière, J. C. 966
 Roberts, J. A. 39
 Roberts, L. M. 326
 Roberts, R. W. 378
 Robert, T. R. 1115, 1116, 1117
 Robinson, B. J. 625
 Robinson, G. W. 1063
 Robinson, I. 176
 Robinson, W. K. 317
 Rockmore, R. M. 149, 717
 Rodberg, L. S. 722
 Rohrbach, C. 1205
 Rohrer, H. 549
 Rollett, J. S. 990
 Romanow, W. J. 1076
 Romanowski, J. A. 834
 Romanzewa, A. S. 865
 Romberg, F. A. 1097
 Roosen, R. 55
 Rorschach, H. E. jr. 1097
 Rosen, G. 390, 391
 Rosen, J. L. 764
 Rosen, N. 163
 Rosenberg, H. M. 1061
 Rosenberg, L. 820, 821
 Rosenberger, G. B. 620
 Rosenthal, I. L. 867
 Rosinski, W. 575
 Ross, G. S. 74
 Ross, J. 378
 Ross, M. 805
 Roßmann, M. G. 1199
 Roth, E. G. 361
 Roth, L. M. 554, 558
 Rowe, J. M. 1010, 1034, 1035
 Rozkoš, J. 758
 Rozonoer, L. I. 80

Rubin, K.	882	Schmidt, E.	585	Sjang, D.-C.	692	Stevenson, P. C.	70
Rubinoff, W. M.	967	Schmidt, G.	597	Skalyo, J.	60	Stevenson, R.	1522, 114
Rudolph, P. S.	372	Schmitt, H. W.	765	Slabodskaja, P. W.	270	Stil'bans, L. S.	7
Rühl, W.	511	Schmutz, E.	162	Slattery, J.	837	Stille, U.	1
Rumpff, H.	223	Schneider, H.	1202	Slichter,		Stolz, J. W.	123
Rundle, R. E.	1057	Schneider, J.	389, 601, 624	C. P.	428, 540, 552	Storey, J. R.	873
Rusby, J. S. M.	226	Schönfeld, W. H.	612	Slobodskaja, P. W.	231	Stork, D. H.	69
Russakow, S. W.	704	Scholz, M.	292	Slyters, T. J. M.	891, 892	Stranski, I. N.	1
Russinow, L. I.	802	Schoone, J. C.	1012	Smirenkin, G. N.	768	Strelkov, P. G.	33
Ryason, P. R.	90	Schott, G. L.	377	Smirnoff, W. N.	1148	Stricker, S.	40
Ryazanov, E. V.	44	Schtschepetkin, J. P.	252	Smirnov, A. P.	501	Strong, J.	24
Ryndin, R. M.	710	Shubert, F.	77	Smirnova, I. M.	80	Strub, R. A.	673
Rzewuski, J.	107	Shubert, G. U.	531	Smirnow, J. F.	728	Strutinski, W. M.	79
Sacharjew, B. N.	705	Scubin, A. A.	1184	Smith, F. M.	848	Suboff, W. A.	25
Sadó, A.	932	Schuch, A. F.	997	Smith, G. E.	412	Subramanian, N.	19
Sagorodnow, O. G.	619	Schuchardt, H.	32, 33	Smith, J. F.	329	Sucharewski, W. G.	73
Saidy, F.	37	Schütz, W.	19	Smith, J. R.	636	Sudarshan, E. C. G.	12
Saika, N. I.	836	Schuljarewski, J. N.	461	Smith, P. B.	828	Sudovstev, A. I.	50
Saji, Y.	819	Schulz, G.	246	Smith, P. L.	316, 328	Sugawara, M.	11
Sakamoto, Y.	823	Schupp, G.	798	Smith, R. B.	1211, 1212	Sugden, T. M.	37
Sakurai, J. J.	118	Schur, J. S.	1233	Smith, R. P.	924, 925	Sugihara, M.	118
Salam, A.	117	Schuuyff, A.	1012	Smith, W. G.	794	Suhl, H.	48
Salomon, R. E.	1177	Schwabe, K.	583	Smita, J.	433	Suhrmann, R.	
Samal, E.	83	Schwartz, R. B.	780	Smorodinski, J. A.	710	Sujkowski, Z.	85
Sándor, E.	1001	Schwitdal, K.	493	Smrká, M.	758	Sumbaev, E. G.	28
Sands, D. E.	1006	Schwinger, J.	146	Snell, A. H.	796	Sumi, M.	15
Sarezki, D. F.	156	Scobie, J.	793	Snigireff, J. A.	593	Sundaram, S.	917, 94
Sartain, C. C.	667	Scott, G. D.	1181	Sobhanadri, J.	602	Suszek, F.	94
Sass, R. L.	1013	Scott, V. D.	1059	Sogo, P. B.	589	Sutor, D. J.	102
Sastawenko, L. G.	138	Searcy, A. W.	941	Sokolow, A. A.	140	Suzuki, T.	99
Sattelberg, K.	82	Sears, G. W.	1060	Sokolowa, P. S.	263	Swan, J. B.	88
Sauerwald, F.	8	Sebtleau, F.	988	Solov'ev, V. G.	727	Swenson, C. A.	510, 53
Saunders, M.	439, 440	Seeliger, K.	214	Solowjewa, W. I.	866	Swentitzki, N. S.	89
Saur, G.	1218	Seidel, G.	65, 315	Sóma, S.	75	Swihart, J. C.	48
Sawada, K.	717	Seidel, G. M.	561	Sorlin, A.	563	Sydoriak, S. G.	
Sawada, S.	348	Seitz, G.	222	Soroko, L. M.	709	1115, 1116, 111	
Sawarickaja, E. I.	564	Seldowitzsch,		Sparks, R. A.	990	Szalay, A.	64
Sawarickaja, N. W.	550	J. B.	706, 731	Spedding, F. H.	318, 497	Szebeni, P.	56
Sawtschenko, O. W.	709	Sell, P. J.	1168	Spence, R. D.	425	Szigeti, G.	59
Saxena, L. K.	387	Seman, O. J.	286	Spencer, C. W.	940	Szulkin, P.	8
Scales, W. W.	337	Sentschikowa, A. M.	776	Spice, J. E.	340	Tabor, H.	5
Scaramuzzi, F.	1128	Sen, H.	25	Spiewak, M.	539	Taconis,	
Schabalin, J. P.	696	Senko, M. E.	1044	Spiridonow, W. M.	707	K. W.	1094, 112
Schabanski, W. P.	298	Serezki, D. F.	697	Spitsbergen, U.	1008	Takagi, S.	99
Schachbasjan, B. A.	111	Serin, B.	507, 519	Spooher, F. J.	1227	Takeuchi, Y.	7
Schäfer, F.	922	Sesták, B.	1065	Spruch, L.	820, 821	Tal, A. A.	8
Schäf, K.	217	Sevier, K. jr.	643	Squire, C. F.	337	Talley, C. P.	99
Schafroth, M. R.	492, 543	Shafroth, S. M.	646	Steedhar, A. K.	1131	Tamassy-Lentei, I.	40
Schameff, W. N.	435	Shain, C. A.	40	Srivastava, B. N.	345	Tamm, J. I.	70
Schapiro, F. L.	857	Shalnikov, A. I.	528	Srivastava, G. P.	598	Tani, S.	
Schapiro, J. P.	301	Shankar, J.	1040	Srivastava, K. K.	927	Tanttila, W. H.	42
Scharonian, E. G.	875	Shapiro, I.	447	Srivastava, S. N.	103	Tarantin, M. I.	77
Scharonoff, D. J.	253	Shapunov, L. A.	287	Srivastava, S. P.	380	Tarantin, N. I.	74
Scharwin, J. W.	551	Sharkow, G. F.	489	Suchodreff, N. K.	590	Tarassow, J. A.	68
Schawlow, A. L.	503, 523	Sharma, K. C.	23	Ssuschtschinski, M. M.	255	Tarassow, M. S.	204, 222
Scheidegger, A. E.	196	Sharrah, P. C.	1220	Stackelberg,		Tarbet, C. S. C.	24
Scheidegger, C.	1020	Shaw, R. W.	518	M. V.	1020, 1021, 1022	Taub, A.	121
Scherstkoff, J. A.	899	Sheridan, K. V.	41	Stähler, A.	1215	Taube, H.	42
Schiff, H. I.	594	Sherman, R. A.	1118	Stange, J.	234	Taylor, C. A.	101
Schiffer, J. P.	180	Shida, S.	285	Stange, K.	78	Taylor, J.	97
Schiller, H.	1197	Shields, F. D.	233	Stanjewitsch, A. E.	951	Taylor, J. C.	12
Schindler, A. I.	339	Shinohara, K.	1161	Stanton, R. M.	318	Taylor, J. G.	12
Schirber, J. E.	510	Silbsee, H. B.	67	Stavsky, Y.	185	Taylor, R. D.	1130, 114
Schirokow, J. M.	139	Silver, A. H.	416	Stedman, R.	647	Teichmann, J.	65
Schischowa, L. N.	638	Simpson, O.	27	Steenland, M. J.	64, 455	Tekuschoff, A. N.	118
Schissel, P. O.	941	Singer, L. A.	774	Steffen, R. M.	799	Telksnys, L. A.	7
Schkliarewski, J. N.	264	Singh, V.	151	Steigert, F. E.	783	Teltow, J.	106
Schlemmermeier, R.	245	Singhal, C. P.	387	Steiner, K. H.	627	Templeton, D. H.	104
Schlepakowa, S. J.	898	Sirkts, M. D.	621	Steiner, R. F.	1201	Templeton, I. M.	6
Schmatz, W.	2	Sirlin, A.	130	Steinrauf, L. K.	1032	Templeton, I. M.	62, 60
Schmeißner, F. F.	68	Sivarajan, S. R.	1158	Stepanow, A. W.	188	Terasawa, T.	733, 73
Schmidlin, F. W.	517			Stepanow, K. N.	685	Terrell, J.	15
				Stephens, F. S.	808	Teucher, M. W.	86
				Stepniewski, T.	614	Thacher, H. C. jr.	34
				Sternheimer, R. M.	822	Thieberger, R.	

el, M. van 277
 thomas, K. 209
 thomas, T. D. 745
 thompson, J. O. 1128
 thompson, W. E. 977
 homson, S. J. 566
 cker, A. W. 341
 etz, T. 687, 845, 846
 lley, D. R. 792
 ilmann, W. 182
 maschew, S. F. 804
 nkham, M. 530
 noco, I. jr. 978
 schkow, P. G. 437
 siljar-Lentulus, G. 1203
 sza, L. 1141
 örs, R. 95
 heit, T. 818
 omie, Y. 1225
 omkinson, R. C. B. 454
 orng, H. C. 26
 ownsend, M. G. 417
 oyozawa, Y. 1072
 rammell, G. T. 424
 autman, A. 176
 reatteberg, M. 884
 eibs, W. 292
 eppschuh, H. 1236
 eutting, R. G. 1055
 rotter, J. 1028, 1029, 1030
 chajka, M. P. 251
 cheidse, J. J. 435
 chernawski, D. S. 748
 chernikowa, L. A. 475
 chernyschewa, N. W. 269
 chaburkow, J. T. 770
 chujew, W. I. 835
 chujewa, S. A. 865
 chultem, D. 703
 uneoka, Y. 841
 manjan, W. A. 689
 unkelo, E. 838
 urkin, J. T. 895
 obelohde, A. R. 559
 obink, J. 625
 chytílová, A. 1064
 H. 724
 tert, L. G. van 1055
 mer, K. 49
 underwood, F. A. 1016
 terberger, M. 218
 banec, J. 814
 Urusovskii, I. A. 225
 Usui, T. 1142
 Vaidya, V. G. 1169
 Vanasse, G. A. 248
 Vanderslice, J. T. 975
 Varshni, Y. P. 193, 598
 Vasil'ev, D. M. 1219
 Vasiliev, A. G. 613
 Veldstra, J. 350
 Verkin, V. I. 1150
 Vest, R. W. 329
 Vilas, M. M. 66
 Vinen, W. F. 1126, 1137
 Vleck, J. H. van. 449
 Vlugt, N. J. van der 64
 Vogel, J. M. 894
 Vold, R. D. 1158
 Volmer, M. 10
 Vorona, J. 781
 Wachtl, Z. 1064
 Wade, C. M. 45
 Wahlgren, M. A. 777
 Wahlig, M. A. 854
 Wahrhaftig, A. L. 934
 Wainstein, L. A. 897
 Waite, T. R. 368
 Walcher, W. 7
 Walker, R. E. 397
 Walker, R. M. 1211, 1212
 Wallace, R. 871
 Wallace, R. L. 571
 Walmsley, R. H. 1110
 Walsh, D. J. 571
 Walters, G. K. 1103
 Wansink, D. H. N. 1127
 Ward, R. L. 419
 Warfolomejew, A. A. 865
 Warhurst, E. 949
 chultem, D. 703
 Warschalowitsch, D. A. 729
 Wartenberg, H. von 11
 Wasserman, H. H. 440
 Watabe, M. 889
 Watanabe, H. 446, 994
 Waterman, T. E. 346, 347
 Watson, K. M. 147
 Watson, W. W. 780
 Weaver, C. 273, 1181
 Webb, F. J. 668
 Webber, W. R. 860
 Weber, J. 174
 Wegener, H. A. R. 984
 Wehrhahn, O. J. 1020
 Weinstock, B. 413
 Weiß, R. J. 410
 Weißkopf, V. F. 742
 Weißman, S. I. 417
 Weitzer, H. P. 1214
 Welton, T. A. 650
 Wentzel, H. 1238
 Wernick, J. H. 472
 Wernow, S. N. 869
 Westenberg, A. A. 397
 Westrum, E. F. jr. 327
 Wexler, S. 774
 Whan, R. E. 968
 Wharton, P. S. 440
 Wheatley, P. J. 1027
 White, D. 739
 White, G. R. 630
 White, P. 1167
 Whitman, D. R. 439
 Whitmore, R. W. 987
 Whittaker, E. J. W. 1018
 Whitworth, R. W. 1082, 1083
 Widgoff, M. 872
 Widom, B. 394
 Wiedemann, W. 68
 Wiedling, T. 812, 813
 Wiener, R. 800
 Wiggins, T. A. 901, 972
 Wild, J. P. 41
 Wild, W. 145
 Wilk, M. 567
 Wilks, J. 1098, 1112
 Williams, D. 427, 947, 948
 Williams, P. R. 635, 636
 Williams, W. S. 941
 Willms, W. 219
 Wilman, H. 220
 Wilson, C. G. 1227
 Wilson, D. J. 386
 Wilson, E. B. jr. 964
 Wilson, R. G. 772, 773
 Wingfield, S. 454
 Winogradowa, A. K. 256
 Wirth, H. E. 820
 Wishnia, A. 430
 Witters, J. 433
 Wittmoser, A. 1216
 Wlassow, N. W. 835
 Woermann, D. 1157
 Wojewodski, W. W. 435
 Wolcott, N. M. 499
 Wolf, W. P. 319, 456
 Wolfendale, A. W. 847
 Wolfenstein, L. 700
 Wolfson, Y. 778
 Wolkenstein, N. W. 482
 Wolkenstein, R. 213
 Wolkow, W. W. 776
 Wolozkaja, W. G. 477
 Wong, E. Y. 423
 Wood, G. T. 779
 Wood, J. H. 320
 Woods, J. 565
 Woods, S. B. 62
 Woody, R. W. 978
 Woolley, H. W. 902
 Wooster, W. A. 1001
 Wormser, E. M. 265
 Wu, T. T. 148
 Wul, B. M. 564
 Wunsch, G. 622
 Wurz, W. 1208
 Wynblatt, P. 1217
 Yager, W. A. 473
 Yahia, J. 474
 Yamaguchi, S. 1175, 1176
 Yamamoto, K. 115
 Yamamoto, S. S. 783
 Yamazaki, H. 285
 Yntema, J. L. 826
 Yockey, H. P. 667
 Yokoi, K. 861
 Yoshida, I. 348
 Zaikin, D. A. 726
 Zalkin, A. 1006
 Zanker, V. 290
 Zarew, W. A. 698
 Zaslavsky, A. 210
 Zastavenko, L. G. 136
 Zdanis, R. 506, 538
 Zeldes, H. 424
 Zenneck †, J. 6
 Zeplijahew, W. I. 458
 Zhitomirsky, I. S. 613
 Ziebland, H. 346
 Zimány, J. 786
 Zimmerman, J. E. 60
 Zimmerman, R. L. 780
 Zirklin, J. A. 638
 Zobelt, R. 1151
 Zuckerman, W. A. 204, 224
 Zumino, B. 129
 Zwerdling, S. 554
 Zwicker, E. F. 284
 Zyrianov, P. S. 155

daktion und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Hermann Ebert. Anschrift der Redaktion: Braunschweig, Bundesallee 100, Fernsprecher: Braunschweig 20521 und Professor Dr. Michael Schön, unter Mitarbeit von Dr. G. Beggerow. Anschrift der Redaktion: Augsburg, Obere Lechdammstr. 65. Verlag: Akademie-Verlag GmbH, Berlin W 1, Leipziger Straße 3–4 / Fernruf: 200441, Postscheckkonto: 35021. Stellnummer dieses Heftes 1008/39/11. Bezugspreis: Jahresabonnement einschließlich Register 118,— DM, eineinseitige Ausgabe einschließlich Register 142,— DM. Die Physikalischen Berichte erscheinen monatlich. Bestellungen können nur bis vier Wochen vor Quartalsende anerkannt werden, andernfalls wird das gende Quartal noch geliefert. Nachdruck, fotografische Vervielfältigung, Mikrofilme, Mikrofoto von einzelnen Heften, einzelnen Referaten oder Teilen daraus sind ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet.

Satz und Druck: Druckhaus „Maxim Gorki“, Altenburg
 Veröffentlicht unter der Lizenznummer 202/100/552/60
 Printed in Germany

REGISTER

zu den

PHYSIKALISCHEN BERICHTEN

erleichtern Ihnen das Nachschlagen!

Bis Band 38 (1959) liegen nunmehr auch alle Registerhefte vollständig vor.

Der Preis beträgt 34,— DM je Heft.

Sie enthalten:

Liste der Mitarbeiter
Verzeichnis der referierten Zeitschriften
Stoffgliederung
Alphabetisches Namenregister
Systematisches Register

zum laufenden Jahrgang.

Alle seit 1950 erschienenen Text-Hefte sind ebenfalls noch lieferbar

Bitte überprüfen Sie Ihre Sammlung!

Bestellungen erbeten

A K A D E M I E - V E R L A G · B E R L I N